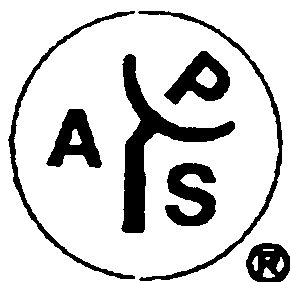
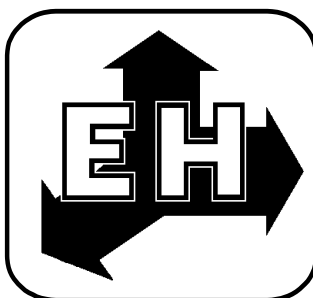


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ РАН  
(ИТПЭ РАН)

IEEE-APS-LEOS-CHAPTER



ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ИТПЭ РАН

(Москва – 13 - 16 мая 2013 г.)

Сборник тезисов докладов

## **ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН ПРИ ПОДДЕРЖКЕ IEEE-APS-LEOS-CHAPTER**

Сборник тезисов докладов.

Под редакцией д.ф.-м.н. В.Н. Киселя – М.: ИТПЭ РАН. 2013. 63 с.

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на четырнадцатой ежегодной научной конференции ИТПЭ РАН.

Конференция посвящена обзору научных разработок и практических приложений, осуществленных в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН в 2012 году.

Цель конференции - обмен информацией, призванный дать импульс развития фундаментальным исследованиям в направлении, определяемом запросами практики, и ускорить внедрение результатов фундаментальных исследований.

Организационный комитет  
академик РАН А.Н. Лагерьков  
д.ф.-м.н. В.Н. Кисель  
д.ф.-м.н. И.Т. Якубов  
к.ф.-м.н. А.Т. Кунавин  
М.Е. Жукова

**СПЕКТР ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ  
СПОНТАННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ**  
**Е.С. Андрианов<sup>1</sup>, А.А. Пухов<sup>1</sup>, А.П. Виноградов<sup>1</sup>, А.В. Дорофеев<sup>1</sup>,  
А.А. Лисянский<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> ИТПЭ РАН

<sup>2</sup> Department of Physics, Queens College of the City University of New York

В последнее время получила развитие новая область оптики – квантовая плазмоника, изучающая квантовые режимы электродинамики плазмонных структур. Наиболее ярко квантовые свойства плазмонных структур проявляются в спазере [1] или дипольном нанолазере [2], об экспериментальной реализации которого сообщалось в работе [3].

В настоящей работе рассматриваются квантовые флуктуации ближних полей металлической наночастицы, возбуждаемых спонтанными переходами квантового излучателя ниже порога генерации. Показано, что форма линии возбуждения поверхностных плазмонов спазера не описывается формулой Шавлова-Таунса и представляет собой широкую линию наночастицы, на фоне которой имеется узкий пик, связанный с линией квантовой точки. Дан корректный расчёт его ширины, основанный на квантовой теореме регрессии, показывающий, что она зависит как от ширины линии квантовой точки, так и от величины взаимодействия между наночастицей и квантовой точкой. Данный подход применим при малом числе плазмонов.

Также показано, что учет квантовых флуктуаций и корреляций существенен при описании работы спазера ниже порога, что приводит к беспороговому поведению спазера за счет спонтанного «излучения» поверхностных плазмонов возбужденной квантовой точкой.

Данное рассмотрение чрезвычайно важно в свете ведущейся в настоящее время интенсивной дискуссии [4-6] о применении подпороговых спазеров для компенсации потерь в метаматериалах.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *D. J. Bergman et al.*, Phys. Rev. Lett., vol. 90, 2003. P.027402
- [2] *I. E. Protsenko et al.*, Phys. Rev. A, vol. 71, 2005. P.063812
- [3] *M. A. Noginov et al.*, Nature, vol. 460, 2009. P.1110
- [4] *E. S. Andrianov et al.*, Opt. Lett., vol. 36, 2011. P.4302
- [5] *A. Fang et al.*, J. Opt., vol. 12, 2010. P.024013
- [6] *M. I. Stockman*, Phys. Rev. Lett., vol. 106, 2011. P.156802

# ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРА РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ПЛАЗМОННОЙ НАНОЧАСТИЦЫ

Е.С. Андрианов<sup>1</sup>, А.А. Пухов<sup>1</sup>, А.П. Виноградов<sup>1</sup>, А.В. Дорофеев<sup>1</sup>,  
А.А. Лисянский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИТПЭ РАН

<sup>2</sup> Department of Physics, Queens College of the City University of New York

В последнее время в связи с активным развитием плазмоники, большой интерес вызывает задача о влиянии взаимодействия двухуровневых атомов и плазмонных структур на их оптические свойства. Отправной работой для этих исследований является статья Пёрселла [1], положившая начало изучению влияния окружения на спонтанный переход атома (см. [2] и приведённые там ссылки). В рамках подхода Пёрселла рассмотрено, в частности, влияние наноструктур на спектр резонансной флуоресценции атомов [3].

Экспериментально спектр резонансной флуоресценции (молловский триплет) впервые был получен в работах [4, 5], а теоретически был рассчитан в [6, 7]. Данный триплет описывается двумя параметрами – шириной линий и константой взаимодействия атома с полем (частотой Раби). Впервые влияние плазмонной наночастицы (НЧ) на спектр резонансной флуоресценции двухуровневых атомов было рассмотрено в работе [3], где было учтено как изменение поля излучения атома за счет присутствия плазмонной НЧ, так и изменение локального поля вблизи НЧ за счет её переизлучения (перенормировка частоты Раби).

Однако при таком подходе не учитываются фазы колебаний дипольных моментов ни атома, ни НЧ. Возникающая интерференция может привести к нелоренцевской форме спектра. Спектр флуоресценции может приобретать форму так называемого фано-резонанса. Стоит также отметить, что в случае малых НЧ ( $\leq 20$  нм) переизлучается лишь малая часть энергии внешнего поля, основная же часть приходится на джоулевы потери в металле (при этом характерное время безызлучательного затухания НЧ  $\tau_a : 10^{-14}$  с). Это приводит к тому, что возбуждаемое в НЧ число плазмонов – квантов энергии ближнего поля НЧ – становится малым или сравнимым с единицей. В таком случае необходимо учитывать квантовые флуктуации ближнего поля НЧ.

В данной работе последовательно учтено влияние квантовых флуктуаций и корреляций на динамику НЧ и двухуровневого атома во внешнем оптическом поле в приближении малого числа плазмонов. Показано, что при сближении атома и НЧ вследствие Фано-резонанса форма

молловского триплета сначала становится асимметричной. Затем пропадают боковые максимумы, и в итоге триплет вырождается в единичную лоренцевскую линию.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *E. M. Purcell et al.*, Phys. Rev., vol. 69, 1946. P.37
- [2] *A. Н. Ораевский*, УФН, т. 164, 1994. С.415
- [3] *Y. V. Vladimirova et al.*, Phys. Rev. A, vol. 85, 2012. P.053408
- [4] *F. Y. Wu et al.*, Phys. Rev. Lett., vol. 35, 1975. P.1426
- [5] *F. Schuda et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Phys., vol. 7, 1974. P.198
- [6] *B. R. Mollow*, Phys. Rev., vol. 198, 1969. P.1969
- [7] *H. J. Kimble et al.*, Phys. Rev. A, vol. 13, 1976. P.2123

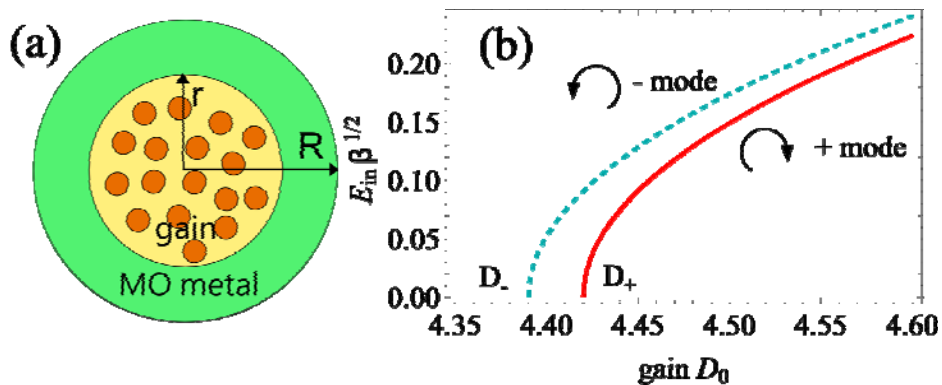
# МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИЙ СПАЗЕР

Д.Г. Баранов<sup>1</sup>, А.П. Виноградов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

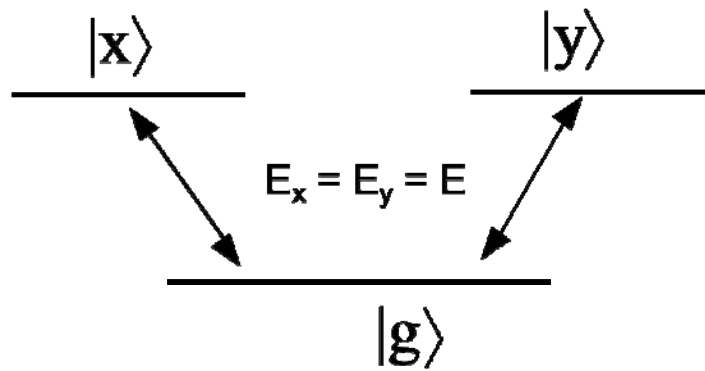
Представлена модель магнито-оптического спазера. Устройство представляет собой накачиваемую двухуровневую систему с оптической частотой перехода (квантовая точка или молекула красителя), взаимодействующую с плазмонной МО наночастицей. Вначале представлена «игрушечная» модель МО спазера, основанная на описании усиливающей среды при помощи диэлектрической проницаемости, затем развита последовательная квантовомеханическая модель.

Плазмонная наночастица проявляет МО свойства, что выражается в расщеплении ее плазмонного резонанса на два, имеющих различную частоту. Вследствие этого, такой спазер имеет две лазерные моды с различными частотами и различными порогами накачки, в отличие от немагнитного спазера [1 – 4] (рис. 1). Каждая из мод имеет правую или левую циркулярную поляризацию дипольного момента, соответственно. Примечательно, существует интервал значений накачки, в котором возможно существование только одной из мод, что является проявлением кругового дихроизма.



**Рис. 1.** (а) Схематический рисунок МО спазера. (б) Зависимость амплитуд двух лазерных мод МО спазера от накачки.

В рамках данной модели, однако, нельзя судить о поведении МО спазера в режиме, когда накачка превышает оба порога. Для этого мы развиваем квантовую модель МО спазера. МО наночастица имеет две электромагнитные моды с циркулярной поляризацией и различными частотами. Схема энергетических уровней квантовой точки приведена на рис. 2. Имеется один основной уровень и два возбужденных, дипольный момент перехода имеет соответственно  $x$  и  $y$  проекции.



**Рис. 2.** Условная схема энергетических уровней квантовой точки МО спазера.

Как показывает численное решение уравнений Шредингера для данной квантовой системы, в надпороговом режиме в ходе конкуренции мод «выживает» мода с наименьшим порогом. При различии частот двух оптических переходов квантовой точки возможен режим модуляции: уравнения не имеют стационарного решения и амплитуды дипольных моментов наночастицы и квантовой точки медленно осциллируют со временем.

Данное устройство открывает новые возможности для детектирования киральных молекул и магнито-оптического контроля на субволновом масштабе.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *D. Bergman and M. Stockman*, Phys. Rev. Lett., vol. 90, 2003. P.027402
- [2] *M. I. Stockman*, Nat. Photonics, vol. 2, 2008. P.327
- [3] *E. S. Andrianov et al.*, Phys. Rev. B, vol. 85, 2012. P.035405
- [4] *Y. Yin et al.*, Nano Energy, vol. 1, 2012. P.25

## ПРОВЕРХНОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НА ОСНОВЕ СПАЗЕРА

И.А. Нечепуренко<sup>2</sup>, А.В. Дорофеенко<sup>2,3</sup>, А. А.Пухов<sup>2,3</sup>,

Е.С. Адрианов<sup>2,3</sup>, Ю.Е. Лозовик<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт Спектроскопии РАН

<sup>2</sup>МФТИ (ГУ)

<sup>3</sup>ИТПЭ РАН

Одним из наиболее чувствительных методов спектроскопии атомных переходов является метод внутрирезонаторной лазерной спектроскопии [1]. Помещение исследуемого поглотителя в резонатор значительно повышает чувствительность метода. Это вызвано во-первых многократным прохождением света через образец внутри резонатора, и во-вторых легкостью срыва генерации лазера вблизи порога генерации. В данной работе мы предлагаем реализацию метода внутрирезонаторной спектроскопии в рамках плазмонной оптики.

Существенное отличие активной плазмоники от активной фотоники заключается в эффективности отвода энергии от возбужденных атомов. Эффективность излучения пропорциональна произведению добротности резонатора, в котором находится активная среда, на конфайнмент-фактор. Добротность плазмонных резонаторов, реализованных на практике, зачастую не превышает нескольких десятков. Поэтому плазмонный лазер имеет нетипичное для традиционных лазеров соотношение констант релаксации: линия резонатора у него шире линии усиления.

Это делает лазер на поверхностных плазмонах существенно отличным от обычного лазера с высокодобротным резонатором. В последнем переход к одномодовому или многомодовому приближению является обоснованным. Мы же рассмотрим противоположный случай – плазмонный лазер с достаточно большим резонатором. В таком режиме использование модового приближения, традиционно применяемого для исключения координаты из динамических лазерных уравнений, необосновано. Это проявляется, в частности, в том, что генерация идет не на модах резонатора, существовавших в отсутствие накачки, а на новых модах, создаваемых накачкой. Поэтому традиционная процедура, требующая выбора рабочей моды резонатора, не работает.

Для корректного описания динамики спазера было разработано два метода. Первый основан на линейном приближении, в котором эффект насыщения активной среды не учитывается. Данный метод позволяет вычислить порог генерации, но не позволяет найти интенсивность. Область генерации при разных количествах исследуемого поглотителя изображена на рис. 1. Второй разработанный метод учитывал эффект насыщения активной

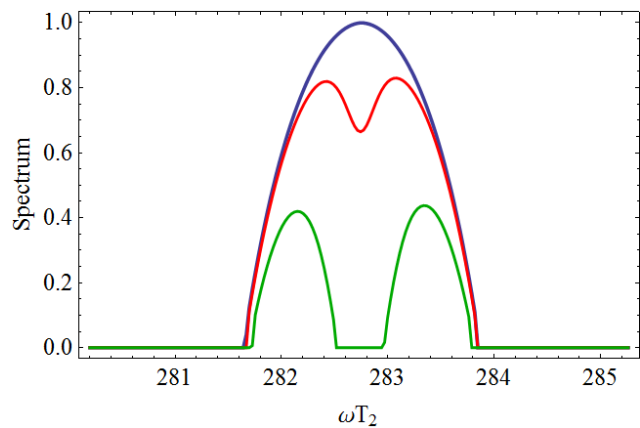
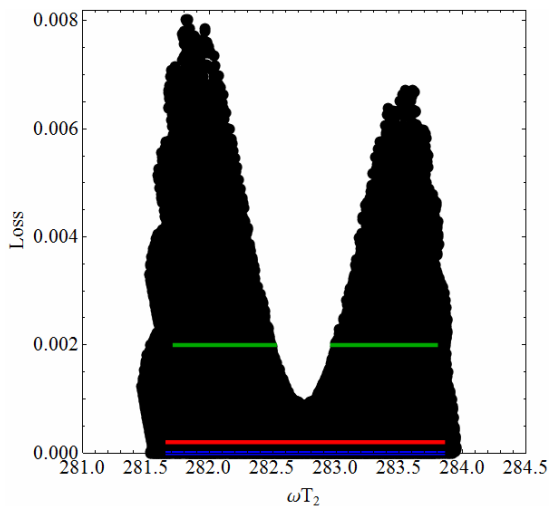


среды и основан на численном решении нелинейных уравнений, описывающих спазер. Данный метод позволяет вычислять спектр генерации (рис 2). Оба метода позволили определить область генерации (рис 1) и дали одинаковый результат.

Была сделана оценка чувствительности спазерной спектроскопии  $I_{plasm}$  – интенсивность спазерной генерации,  $\delta I_{plasm}$  – величина провала, возникшего благодаря поглотителю,  $T_2$  – время поперечной релаксации активной среды,  $T_{2S}$  – время поперечной релаксации исследуемого поглотителя,  $q^2$  – величина отстройки частоты резонанса поглотителя и частоты перехода активной среды:

$$\frac{\delta I_{plasm}}{I_{plasm} \alpha_S} = \frac{-1}{T_2 (\alpha - \alpha_0)} \frac{1/T_{2S}}{q^2 + (1/T_{2S})^2}$$

В результате проделанной работы впервые был проведен анализ возможностей спазерной спектроскопии, а также предложены методы для корректного моделирования спазеров.



**Рис. 1.** Частоты генерации в зависимости от силы поглотителя показаны темным. Горизонтальными линиями показаны области, где численное решение нелинейных динамических уравнений предсказывает возникновение генерации.

**Рис. 2.** Спектры генерации в отсутствие образца (синяя линия) и при его наличии (красная и зеленая линии). Цвет соответствует линиям на рис. 1.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] Kimble, H.J., Calculated Enhancement for Intracavity Spectroscopy with a Single-Mode Laser. Journal of Quantum Electronics, 1980. 16(4). p. 455-461

# ЭЛЕКТРОННЫЕ И КОЛЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ

Ю.Е. Лозовик<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>ИСАН

<sup>2</sup>ИТПЭ РАН

<sup>3</sup>МФТИ (ГУ)

Обсуждаются необычные электронные свойства нового, довольно широкого класса веществ – топологических изоляторов (см. [1] -[4] и цит.лит.). Новой парадигмой является то, что топологические изоляторы связаны не с возникновением спонтанного нарушения симметрии в кристалле и связанного с ним параметра порядка, а с появлением топологического инварианта. В трехмерных (т. наз. сильных) топологических изоляторах имеется щель в спектре, но на поверхности они имеют бесщелевые, топологически защищенные поверхностные электронные состояния с нулевыми эффективными массами электронов и дырок (как в графене). Электроны на поверхности топологического изолятора имеют жесткую корреляцию направления спина и импульса – их спин перпендикулярен импульсу, и это свойство подтверждено экспериментально. Это приводит к необычным свойствам коллективных возбуждений на поверхности топологических изоляторов. Мы исследовали коллективные возбуждения в электронной жидкости на поверхности трехмерного топологического изолятора, которые благодаря жесткой связи между спином и импульсом электронов представляют собой спин-плазмоны - связанные волны плотности заряда и плотности спина. Проанализированы когерентные фазы в пленке топологического изолятора. Обсуждается магнитоэлектрический эффект в топологических изоляторах и связанные с ним киральные элементарные возбуждения и киральные оптические отклики, а также применения для записи информации.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Лозовик Ю.Е., УФН, 182, №10, 2012. С.1111
- [2] D. K. Efimkin, Yu. E. Lozovik, A. A. Sokolik, Phys. Rev. B 86, 2012. P.115436
- [3] D.K. Efimkin, Yu.E. Lozovik, A.A. Sokolik, Nanoscale Research Letters 2012, 7:163

## ПСЕВДО-ЭРМИТОВОСТЬ И РТ-СИММЕТРИЯ В ОПТИКЕ

А.А. Зябловский<sup>1</sup>, А.В. Дорофеенко<sup>1</sup>, А.П. Виноградов<sup>1</sup>, А.А. Пухов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

В последнее время активно исследуются искусственные среды – фотонные кристаллы и метаматериалы, обладающие свойствами, не встречающимися в природе. Совсем недавно было указано на возможность создания нового типа искусственных оптических материалов, диэлектрическая проницаемость, которых подчиняется условию РТ-симметрии  $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon^*(-\mathbf{r})$  [1].

РТ-симметричные системы обладают множеством интересных свойств. Основное свойство РТ-симметричных систем заключается в возможности наблюдения резкого фазового перехода от РТ-симметричных собственных состояний к РТ-несимметричным собственным состояниям [1,2]. Вблизи точки фазового перехода возможно создание оптических устройств с необычными свойствами, например, системы, состоящей из чередующихся усиливающих и поглощающих слоев, которая полностью невидима в диапазоне частот с одной стороны и видима с другой [3,4].

Класс систем, в которых возможны фазовые переходы в спектре собственных состояний, не ограничивается РТ-симметричными системами. Полный класс таких систем получил в литературе название псевдо-эрмитовых [5], но в настоящее время не было предложено ни одной оптической псевдо-эрмитовой системы, за исключением РТ-симметричных.

В своей работе мы с помощью соотношений Крамерса-Кронига показали, что из-за дисперсии среды условие РТ-симметрии может выполняться только для дискретного набора частот, но не в конечном диапазоне, что ограничивает полезные свойства РТ-симметричных оптических устройств, работающих в диапазоне частот, например, [3,4]. Кроме того, мы предложили псевдо-эрмитовую оптическую структуру, которая, сохраняя полезные свойства РТ-симметричных оптических систем, обладает существенно меньшей чувствительностью к дисперсии среды.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1]. *K.G. Makris et al.*, Phys. Rev. Lett., vol. 100, 2008. P.103904
- [2]. *Y.D. Chong et al.*, Phys. Rev. Lett., vol. 106, 2011. P.093902
- [3]. *Z. Lin et al.*, Phys. Rev. Lett., vol. 106, 2011. P.213901
- [4]. *L. Feng et al.*, Nature Materials, vol. 12, 2013. P.108
- [5]. *A. Mostafazadeh*, Journal of Mathematical Physics, vol. 43, 2002, P.205

# КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ МАГНИТНОЙ ЭНТРОПИЕЙ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-In-Si

И.Д. Родионов<sup>1</sup>, В.Н. Прудников<sup>1</sup>, А.Б. Грановский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>ИТПЭ РАН

Изменение ближнего и дальнего порядка в магнитной подсистеме магнитного материала при его намагничивании приводит к изменению энтропии и рассеяния носителей тока, и как следствие к магнитокалорическому эффекту (МКЭ) и магнитосопротивлению (МС), соответственно. В настоящее время предложены две возможные формы корреляции между МС и МКЭ [1,2]:

$$F[\rho(T, H) - \rho(T, H = 0)] = [S_M(T, H) - S_M(T, H = 0)] \quad (1)$$

$$\Delta S_M(T, \Delta H) = -\alpha \int_0^H \left[ \frac{\partial \ln \rho(T, H)}{\partial T} \right]_H dH \quad (2),$$

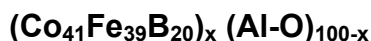
где  $\rho(T, H)$  - удельное сопротивление образца в поле  $H$ ,  $S_M(T, H)$  - магнитная часть энтропии,  $F$  и  $\alpha$  - эмпирические коэффициенты, предполагающими не зависящими от температуры  $T$  и поля  $H$ .

В настоящей работе предпринята попытка проверки соотношений (1) и (2) для испытывающих мартенситное превращение сплавов Гейслера  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{12}\text{Si}_3$  и  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{11}\text{Si}_4$ , являющихся одними из перспективных материалов для магнитного охлаждения [3]. Показано, что корреляция типа (1) не является универсальной для различных образцов. Однако при этом соотношение (2) на качественном уровне выполняется как для фазового перехода первого, так и второго рода, но при разных значениях параметра  $\alpha$ , что позволяет выявить температурный интервал и интервал полей значительного магнитокалорического эффекта без использования прямых и косвенных методов определения этого практически важного эффекта.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *N. Sakamoto et al.*, Phys. Rev. B, vol. 69, 2004. P.092401
- [2] *C.M. Xiong et al.*, IEEE Transact. Magn., vol. 41, 2005. P.122
- [3] *J. Liu et al.*, Nature Materials, vol. 11, 2012. P.620

# ГИГАНТСКИЙ АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В НАНОКОМПОЗИТАХ



Ю.О. Михайловский<sup>1</sup>, Д.Е. Меттус<sup>1</sup>, В.Н. Прудников<sup>1</sup>,

Ю.Е. Калинин<sup>2</sup>, А.С. Ситников<sup>2</sup>, А.Б. Грановский<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет

<sup>3</sup>ИТПЭ РАН

В последние годы достигнут определенный прогресс в понимании механизмов аномального эффекта Холла (АЭХ) в однородных ферромагнитных металлах и металлических сплавах, но тем не менее поведение АЭХ в высокорезистивных системах, будь то гранулированные сплавы “ферромагнитный металл-диэлектрик”, сплавы Гейслера или пленки магнетита (см. [1]), не нашло адекватного объяснения. Наиболее ярким примером противоречий современной теории АЭХ с экспериментом является обнаруженный в 1995 г. [2] эффект гигантского эффекта Холла в наногранулированных сплавах “ферромагнитный металл-диэлектрик”, также называемых наноккомпозитами или герметами.

В настоящей работе на основе измерений сопротивления  $\rho$ , магнитосопротивления, полевых зависимостей намагниченности и сопротивления Холла тонких пленок наноккомпозитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x (\text{Al-O})_{100-x}$  исследована концентрационная зависимость коэффициента АЭХ  $R_s$ . Показано, что коэффициент АЭХ возрастает на два порядка величины при уменьшении доли аморфного ферромагнитного металла от 0.6 до 0.3 и описывается зависимостью  $R_s : \rho^m$ , где  $m = 0.46 \pm 0.02$ . Коэффициент нормального эффекта Холла при этом увеличивается только в несколько раз. Обсуждаются механизмы гигантского эффекта Холла в наноккомпозитах.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] *N.Nagaosa et al.*, Rev. Mod. Phys., vol. 82, 2010. P.1539

[2] *A. Pakhomov et al.*, Appl. Phys. Lett., vol. 67, 1995. P.3497

## **АНАЛИЗ МИКРОСТРУКТУРЫ ДИСПЕРСНОПОЛНЕННЫХ КОМПОЗИТНЫХ СИСТЕМ**

**Б.В. Байков<sup>1</sup>, И.А. Богинская<sup>1</sup>, И.В. Быков<sup>1</sup>, А.В.Дорофеев<sup>1</sup>,  
И.А. Рыжиков<sup>1</sup>, М.В. Седова<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Одной из задач современного материаловедения является разработка композитных материалов на основе полимерных и керамических матриц с наполнителями различной природы (металлы, полупроводники). Размер наполнителя может составлять от нескольких микрон до нескольких нанометров, а его форма может быть различной. Совмещая различные по свойствам материалы в одном композите, можно управлять его оптическими, электрофизическими, механическими свойствами. Для этого необходим качественный контроль микроструктуры.

Исследование морфологии композитов неизбежно связано с решением обратных задач при регистрации оптико-физических откликов на внешние воздействия рассматриваемых структур. Поэтому нами была разработана методика анализа микроструктуры композитов, которая включает в себя большой комплекс взаимо-связанных методов, таких как:

- спектрометрические и поляризационные методы измерения пропускания, отражения, поглощения и индикатрис рассеяния композитов в широком спектральном диапазоне от ближнего ультрафиолета до среднего ИК,
- решение обратных задач определения оптических констант композитов и их составляющих компонентов,
- размерные измерения микро и наночастиц на интерференционном топографе ZYGO NewView 7300,
- измерения твердости покрытий на наноуровне атомно-силовым микроскопом Solver с помощью комбинации методик – силовой спектроскопии и силовой нанолитографии.

Нами была разработана методика анализа микроструктуры композитов в виде покрытий с наполнителем любой природы и свойств. С использованием данной методики были изучены покрытия на основе полипараксилилена и наночастиц серебра, покрытия с порошковыми магнитными наполнителями, пленки  $\text{CeO}_2$ , пленки золота.

Среди результатов применения данной методики можно отметить следующие:

- впервые была показана зависимость морфологии покрытия  $\text{CeO}_2$  от скорости напыления, приводящая к образованию надструктуры в виде гексагональных «колодцев»;

– разработан метод измерения твердости покрытий наноуровне с помощью атомно-силового микроскопа Solver с помощью комбинации методик – силовой спектроскопии и силовой нанолитографии, осуществлена силовая литография по золотым покрытиям, позволяющая формировать канавки;

– с помощью интерференционного профилометра Zygo при изучении образцов порошковых магнитных наполнителей на различных стадиях мехактивации удалось оценить толщины единичных частиц, что помогло отследить тенденции технологического процесса размола и термообработки и, благодаря этому, получить заданный форм-фактор для оптимальных электрофизических свойств покрытий.

# ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА КОРРОЗИОННУЮ СТОЙКОСТЬ ТОНКИХ ПЛЁНОК ЖЕЛЕЗА: ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

С.С. Маклаков<sup>1</sup>, С.А. Маклаков<sup>1</sup>, А.С. Набоко<sup>1</sup>, И.А. Рыжиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Коррозия ферромагнитных плёнок приводит к потере их эксплуатационных характеристик. Активаторами коррозии тонких плёнок железа служат дефекты структуры, внешние электромагнитные воздействия и окислительные свойства внешней среды. По сравнению с массивным материалом, активация коррозионных процессов в тонкоплёночных объектах может быть вызвана влиянием внешнего воздействия меньшей интенсивности. При исследовании коррозии плёнок железа представляет интерес выявление факторов, активирующих окисление металла, нехарактерных для традиционных объектов исследования.

Обнаружена разница между коррозионной стойкостью в нейтральной среде плёнок Fe-N, нанесённых на гибкую подложку из полиэтилен терефталата (*PET*) и жёсткую поверхность стекла (*glass*). Плёнки железа на гибкой подложке обладают большей стойкостью к коррозии.

Измерения проведены для плёнок Fe-N (10 об. % N<sub>2</sub> в газовой смеси) толщиной  $h = 120 - 300$  нм, полученных при помощи магнетронного распыления на постоянном токе. Поляризационные кривые получены с использованием трёхэлектродной ячейки, оснащённой капилляром Луггина. В качестве рабочего раствора использован деаэрированный раствор 0,1 М Na<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>; на протяжении измерений через раствор пропускали ток Ar. Для проведения эксперимента использован прибор Solartron 1287.

Обнаружено, что исследованные объекты подвержены питтинговой коррозии. Поверхность плёнок покрыта оксидным слоем, который служит ингибитором коррозии. Свободный потенциал коррозии на начальной стадии растворения составляет  $E_{corr} = -0,33$  В для *Fe-PET* и  $E_{corr} = -0,51$  В для *Fe-glass*. Значения потенциалов приведены относительно электрода сравнения Ag/AgCl в 3,5 М KCl [0,208 В vs SHE]). Растворение оксидной оболочки приводит к понижению  $E_{corr}$  до значений  $E_{corr} = -0,73$  В для *Fe-PET* и  $E_{corr} = -0,80$  В для *Fe-glass*. Данные процессы сопровождаются изменением плотности тока коррозии от  $i_0 = 1 \cdot 10^{-10}$  А до  $i_0 = 3 \cdot 10^{-8}$  А для *Fe-PET* и от  $i_0 = 7 \cdot 10^{-7}$  А до  $i_0 = 3 \cdot 10^{-6}$  А для *Fe-glass*.

Скорость коррозии отличается для объектов *Fe-PET* и *Fe-glass* на 2 порядка; при этом, разрастание центров питтинга для плёнок на жёсткой подложке происходит интенсивнее. Данное явление предположительно вызвано перераспределением внутренних механических напряжений в



объёме ферромагнитной плёнки. При использовании гибкой и пластичной полимерной подложки, напряжение металла оказывается меньше, чем в случае жёсткой поверхности стекла; механическое напряжение дополнительно уменьшается за счёт изгиба металлической плёнки на подложке *PET*. Для плёнок, нанесённых на жёсткую поверхность, внутренние напряжения приводят к возрастанию свободной поверхностной энергии, что приводит к увеличению скорости коррозии.

Обнаруженное явление подтверждает гипотезы о причинах аномально высокой коррозии тонких ферромагнитных плёнок в присутствии внешнего магнитного поля, выдвинутые ранее [1]. В ходе измерений отработана методика, позволяющая проводить измерения коррозионной стойкости электропроводящих материалов.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

[1] *А.В. Агапонова, И.В. Быков, С.А. Маклаков и др. // ФТТ. 2011, 53, С.951*

## **АНОМАЛЬНЫЙ МАГНЕТОХИМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ**

**К.Н. Афанасьев<sup>1</sup>, И.В. Быков<sup>1</sup>, А.Л. Дьячков<sup>1</sup>, С.С. Маклаков<sup>1</sup>,**

**А.С. Набоко,<sup>1</sup> И.А. Рыжиков<sup>1</sup>, М.В. Седова<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Поведение ферромагнитных объектов в агрессивных средах в присутствии внешнего магнитного поля привлекает все больше исследователей. Интересным и малоизученным является химическое и электрохимическое окисление тонких ферромагнитных пленок в разбавленных растворах кислот в присутствии магнитных полей малой напряженности (до 1000 Э). Лучшее понимание этих процессов поможет вскрыть механизмы и разработать методы управления их кинетикой, что важно при разработке методов коррозионной защиты приборов и конструкционных материалов на основе ферромагнитных тонких пленок.

Ранее нами было обнаружено, что при кратковременной обработке тонкой ферромагнитной пленки железа, полученной методом магнетронного распыления в вакууме, разбавленной уксусной кислотой, на поверхности пленки формируется микрорельеф, топология которого сильно зависит от характеристик внешнего магнитного поля. Мы предполагаем, что одной из причин формирования рельефа является накопление малорастворимых парамагнитных продуктов реакции в области доменных границ. Причиной неоднородного распределения продуктов реакции вблизи поверхности пленки мы считаем анизотропию диффузии сольватированных ионов железа и его малорастворимых ацетатных комплексов с выраженными парамагнитными свойствами, вызванную магнитной неоднородностью самой пленки.

Также был исследован процесс электрохимического травления раствором 0,1М уксусной кислоты тонких пленок железа во внешнем магнитном поле напряженностью от 0 до 1000 Э. Обнаружена ярко выраженная зависимость скорости травления от направления и величины внешнего магнитного поля. Показано, что при воздействии на пленку внешнего магнитного поля с напряженностью от 100 до 1000 Э, ориентированного перпендикулярно плоскости пленки, наблюдается значительный рост скорости травления; при действии поля в плоскости пленки, скорость травления не зависит от напряженности поля. Зависимости скорости травления от напряженности магнитного внешнего поля обладают характерной особенностью в интервале значений напряженности 300-400 Э. На данном участке наблюдается резкое изменение значения скорости травления. Данное явление, вероятно, связано с достижением пленкой состояния магнитного насыщения. Также нами обнаружена и изучена

зависимость скорости травления от коэрцитивной силы пленки. Показано, что увеличение скорости коррозии, наблюдающееся при увеличении напряжённости магнитного поля, происходит в различной степени для плёнок, обладающих различной коэрцитивной силой. Наибольшее изменение скорости растворения металла наблюдается для плёнок с коэрцитивной силой  $\approx 7 \text{ Э}$ .

Таким образом, мы считаем, что при электрохимическом травлении тонких ферромагнитных плёнок железа в присутствии малого внешнего магнитного поля напряжённостью до 1000 Э имеют место два процесса:

1. Неоднородное распределение парамагнитных продуктов окисления металла в приповерхностной области раствора в результате анизотропии их диффузии, вызванной магнитной неоднородностью пленки. Этот процесс наиболее выражен при действии внешнего магнитного поля в плоскости пленки.
2. Наличие избыточной свободной энергии на поверхности пленки, вызванной магнитострикционными напряжениями, возникающими в кристаллической решетке в области доменных границ. Этот эффект проявляется при действии на образец пленки перпендикулярным ее плоскости магнитным полем.

**СИНТЕЗ ПРОСТРАНСТВЕННО УПОРЯДОЧЕННОГО АНСАМБЛЯ СО  
НАНОЦИЛИНДРОВ В МАТРИЦЕ ПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ  
НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs – СТРУКТУР**

**В.В. Рыльков<sup>1,2</sup>, В.А. Гудков<sup>3</sup>, А.С. Веденеев<sup>4</sup>, М.П. Темирязева<sup>4</sup>,  
С.Н. Николаев<sup>2</sup>, М.А. Панков<sup>2</sup>, А.С. Семисалова<sup>5</sup>, Н.С. Перов<sup>5</sup>,  
М.П. Духновский<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>НИЦ "Курчатовский Институт"

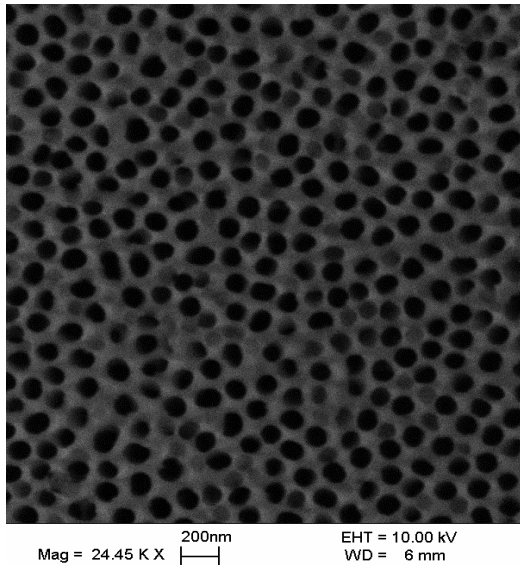
<sup>3</sup>ФГУП «Научно-производственное предприятие «Исток»

<sup>4</sup>Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

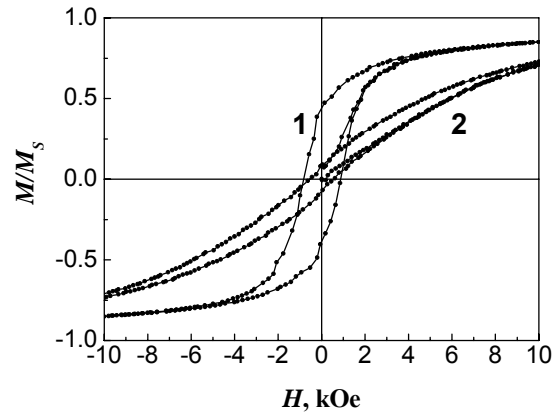
<sup>5</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

В настоящее время активно исследуется возможность использования анодного оксида алюминия (АОА) с упорядоченным расположением пор в современной электронной технике и медицине в качестве биомембран, масок и матриц для создания световодов, квантовых точек, структурированных магнитных сред с высокой плотностью записи информации [1]. Представляет также интерес использование АОА в качестве маскирующего слоя при создании гибридных структур с ферромагнитными включениями в виде наноцилиндров на поверхности полупроводниковых структур, перспективных для спинтроники. Однако известные способы обеспечивают получение качественных слоев АОА только при использовании в качестве анода металлических подложек, в частности, толстых слоев (фольг) алюминия.

В работе изучена возможность получения ансамблей со наноцилиндров в порах АОА на поверхности GaAs структур. В качестве подложки использованы пластины полуизолирующего GaAs с тонким (0.1 – 0.2 мкм) поверхностным *n*-слоем с концентрацией электронов  $\approx 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Анодное окисление пленки алюминия толщиной  $\approx 1$  мкм проводили по разработанной нами методике в 0.4 М растворе щавелевой кислоты при температуре 0 – 2°C [2]. Результирующие поры имеют диаметр  $\approx 70$  нм и образуют квазирегулярный ансамбль (рис. 1).



**Рис.1.** Поверхность АОА по окончании процесса анодного окисления и вскрытия пор



**Рис. 2.** Кривые гистерезиса намагниченности АОА(Co)/GaAs структур в поле, ориентированном параллельно (1) и перпендикулярно (2) оси наноцилиндров

Для заполнения пор АОА кобальтом был использован метод гальванического осаждения. В отличие от большинства работ [3], где Со осаждался из смеси растворов  $\text{CoSO}_4$  и  $\text{H}_3\text{BO}_3$  на Au катод, нами в качестве электролита был выбран раствор  $\text{CoCl}_2$ , обеспечивший осаждение Со при низких напряжениях ( $\leq 10$  В) на катоде (*n*-GaAs слое) и резкое снижение выделения газообразного водорода в порах АОА. Толщина осажденного слоя Со (длина наноцилиндров) контролировалась заданной плотностью анодного тока и длительностью процесса осаждения и составляла  $\approx 200$  нм.

Магнитные свойства структур АОА(Co)/GaAs были изучены с помощью СКВИД магнитометра (Quantum Design) в полях до 100 кЭ. На рис. 2 представлены кривые гистерезиса магнитного момента  $M(H)$  для структуры, полученные в поле ориентированном параллельно (1) и перпендикулярно (2) оси наноцилиндров. Коэффициент прямоугольности петли гистерезиса при параллельной ориентации поля,  $M_r/M_s \approx 0.44$ , существенно выше, чем для перпендикулярного направления:  $M_r/M_s \approx 0.08$ . Следовательно, направление оси легкого намагничивания в нашем случае близко к направлению оси наноцилиндров. Данные по магнитосиловой микроскопии также свидетельствуют о параллельности оси наноцилиндров направлению магнитной анизотропии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-07-12063.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. Shingubara, J. of Nanoparticle Research 5, 17, 2003
- [2] М.П. Духновский, А.С. Веденеев, В.А. Гудков, А.К. Ратникова, В.В. Рыльков и др., Радиотехника и электроника. 57, 97, 2012
- [3] F. Li, T. Wang, L. Ren, J. Sun, J. Phys.: Condens. Matter. 16, 8053, 2004

# ТУННЕЛЬНЫЙ СПЕКТР ЗАПИННИГОВАННОГО АБРИКОСОВСКОГО ВИХРЯ С ФЕРМИОНОМ МАЙОРАНЫ

Р.Ш. Акзянов<sup>1,2</sup>, А.В. Рожков<sup>1</sup>, А.Л. Рахманов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (ГУ)

Фермион Майораны (ФМ) – это частица с неабелевой статистикой, которая тождественна своей античастице [1]. Поиск ФМ, как среди элементарных частиц, так и среди коллективных возбуждений многочастичных твердотельных систем, является актуальной задачей современной физики. В данном докладе обсуждается вопрос о реализации ФМ в гетероструктуре на основе топологического изолятора и сверхпроводника, а также возможность использования туннельной спектроскопии для обнаружения ФМ.

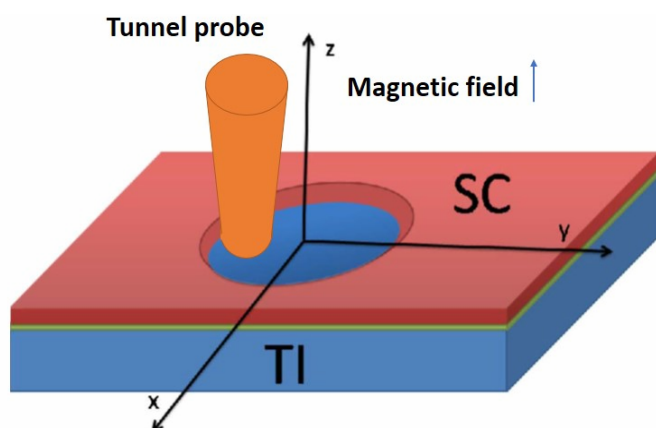
Исследуемая гетероструктура изображена на рис. 1. Она состоит из топологического изолятора (TI) и сверхпроводника (SC) с цилиндрическим отверстием. Система помещена во внешнее магнитное поле. Если поле достаточно велико, то отверстие захватывает абрикосовский вихрь. Теоретически показано [2], что в данной ситуации система имеет состояние, являющееся ФМ. Для экспериментальной реализации также важно, что данный ФМ устойчив к малым локальным возмущениям, таким как слабый беспорядок.

Фермион Майораны в нашей гетероструктуре может быть обнаружен с помощью локальной туннельной спектроскопии (см. схему на рис. 1). В туннельном спектре ФМ должен проявить себя как пик при нулевом напряжении. В связи с этим мы исследуем вопрос о выборе параметров системы для оптимизации туннельного эксперимента. Показано, что при оптимальных характеристиках гетероструктуры, фермион Майораны отделен от возбужденных состояний значительной щелью (порядка сверхпроводящей щели в сверхпроводнике) и локализован преимущественно внутри отверстия. При достаточно низких температурах возможно вместе с фермионом Майораны разрешить и низколежащее возбужденное состояние. Обнаружение данного состояния послужило бы дополнительным подтверждением теоретических построений.

Также исследуется вопрос о влиянии величины магнитного поля на туннельный спектр. Показано, что число нулевых мод равно количеству вихрей в отверстии, а туннельная проводимость немонотонно зависит от внешнего магнитного поля.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что локальная туннельная спектроскопия может быть использована для обнаружения ФМ в

рассматриваемой гетероструктуре. С ее помощью может быть достаточно детально исследован спектр одноэлектронных возбуждений, локализованных внутри отверстия.



**Рис.1.** Экспериментальная схема

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] *F. Wilczek*, Nat. Phys. 5, 614, 2009
- [2] *A.L. Rakhmanov, A.V. Rozhkov, FrancoNori*, Phys. Rev. B 84, 075141, 2011

# ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ НА КРАЕ ГРАФЕНА ТИПА КРЕСЛО

П.А. Максимов<sup>1,2</sup>, А.В. Рожков<sup>1</sup>, А.О. Сбойчаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (ГУ)

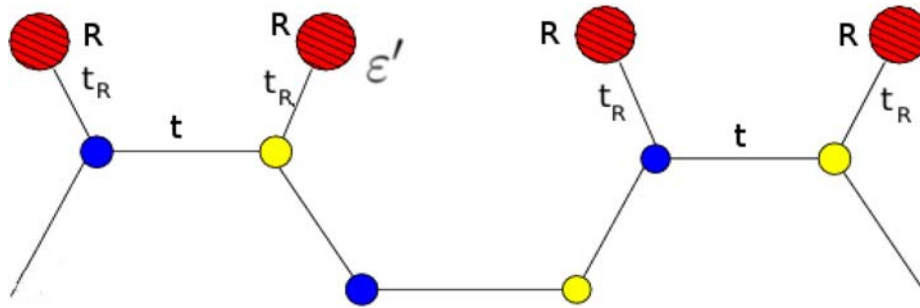
Для конечного листа графена можно выделить два симметричных типа края: зигзаг и кресло. Известно уже более пятнадцати лет [1], что на крае типа зигзаг могут существовать локализованные электронные состояния. Им соответствует бездисперсионная одноэлектронная зона на уровне Ферми.

В недавних работах было теоретически доказано, что на крае типа кресло локализованных состояний существовать не может [2]. Такое заключение является результатом двух предположений: (i) что интеграл перескока между ближайшими атомами углерода одинаков как в объеме, так и на крае графенового образца, и что (ii) никакие неуглеродные химические радикалы не присоединены к атомам на крае. В принципе, эти условия могут нарушаться (к примеру, на рис. 1 показана ситуация, где радикалы **R** насыщают свободные связи на крае). Отклонения от условий (i) или (ii) приводит к новым граничным условиям на волновую функцию электронов. В результате, как будет показано в докладе, появляются новые локализованные электронные состояния в определенном диапазоне параметров. Исследование основных свойств данных состояний является главной целью представленной работы.

Мы покажем, что характеристики зоны локализованных состояний разнятся в зависимости от того, какое из условий [(i) или (ii)] нарушается. Так, если модифицирован интеграл перескока на крае [то есть, (i) не соблюдается], собственная энергия локализованных состояний демонстрирует выраженную зависимость от компоненты электронного импульса, параллельной краю образца. При этом ветви краевых состояний появляются парами, сохраняя электронно-дырочную симметрию. В то же время, когда происходит гибридизация  $\pi$ -орбиталей с орбиталями неуглеродных атомов вблизи края [нарушается условие (ii), см. рис.1], появляющиеся зоны локализованных состояний практически не зависят от волнового вектора и не сохраняют электронно-дырочную симметрию.

Такие состояния могут быть найдены с помощью сканирующей туннельной микроскопии.





**Рис. 1.** Край графена типа кресло с присоединенными радикалами. Состояния электронов на радикалах характеризуются потенциальной энергией на атоме  $\epsilon'$  и интегралом перескока  $t_R$ , отличным от интеграла перескока  $t$  между атомами в объеме графена.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *K. Nakada et al.*, Phys. Rev. B, vol. 54, 1996. P.17954
- [2] *Y. Zhao et al.*, Physica B: Condensed Matter, vol. 407, 2012. P.724

# КУПЕРОВСКОЕ СПАРИВАНИЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ НАНОСИСТЕМАХ: РОЛЬ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИММЕТРИИ

В.В. Погосов<sup>1</sup>, N.S. Lin<sup>2</sup>, V.R. Misko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>Университет Антверпена, Антверпен, Бельгия

Свойства массивных низкотемпературных сверхпроводников хорошо описываются теорией Бардина-Купера-Шриффера (БКШ). Однако в этой теории используются приближения – среднеполевой подход и метод большого канонического ансамбля. Известно, что по этой причине теория БКШ перестает работать даже на качественном уровне для случая сверхпроводящих наногранул, содержащих относительно небольшое число куперовских пар [1]. Подобные системы в настоящее время активно исследуются как экспериментально, так и теоретически.

Существуют и другие подходы к решению многочастичной задачи с гамильтонианом типа БКШ. Один из них – точное решение Ричардсона, в котором число частиц фиксировано [2, 3]. Оказывается возможным установить вид полной волновой функции, зависящей от набора энергетических параметров, сумма которых и определяет энергию. Эти параметры удовлетворяют системе нелинейных алгебраических уравнений, получивших название уравнений Ричардсона. К сожалению, уравнения Ричардсона поддаются аналитическому решению лишь в некоторых частных случаях [3].

В данной работе показано, что гамильтониан типа БКШ обладает нетривиальной симметрией между парами занятых и парами пустых состояний в «окне Дебая» [4]. Это обстоятельство позволяет вывести точное соотношение для энергий основного состояния системы для разного количества пар [5]. В то же время, электронно-дырочная симметрия оказывается скрытой в рамках подхода Ричардсона, т.е. она в явном виде вовсе не фигурирует в уравнениях.

Далее, используя предположение об общей структуре решения уравнений Ричардсона, которое универсально выполняется в решаемых пределах, выводится общая формула для энергии основного состояния системы, которая применима для случая произвольных числа пар и константы взаимодействия [5]. Формула правильно описывает известные предельные случаи.

Для проверки точности предложенной формулы в переходных областях уравнения Ричардсона решались численно для различного количества пар [5]. Сравнение с результатами численного счета продемонстрировало хорошее согласие. Оно наблюдается и для области

кроссовера от состояния конденсата БКШ к режиму доминирования флуктуаций в ультрамалых системах, для которого аналитическое описание крайне затруднительно.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *J. von Delft and D. C. Ralph*, Phys. Rep. 61, 345, 2001
- [2] *R. W. Richardson*, Phys. Lett. 3, 277, 1963
- [3] *J. Dukelsky, S. Pittel, and G. Sierra*, Rev. Mod. Phys. 76, 643, 2004
- [4] *W. V. Pogosov*, J. Phys.: Condens. Matter 24, 075701, 2012
- [5] *W. V. Pogosov, N. S. Lin, and V. R. Misko*, направлена в Eur. Phys. J. B.

## **ПЕРЕХОД В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ВТСП ЛЕНТЫ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ**

**А.Л. Рахманов<sup>1</sup>, С.С. Иванов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>ОИВТ РАН

Исследован переход в нормальное состояние ВТСП проводников, к которым, в частности, относятся и ВТСП ленты второго и первого поколений. Показано, что переход происходит локально по сценарию так называемого режима с обострением, что объясняет наблюдающееся в экспериментах локальное разрушение высокотемпературных сверхпроводников при переходе. Результаты получены аналитически, что позволяет провести достаточно общий анализ устойчивости сверхпроводящего состояния в ВТСП токонесущих элементах. В частности, показано, что динамика перехода на начальном участке может быть описана в рамках модели однородной перегревной неустойчивости, а учет локальности перегрева сводится к перенормировке теплоотода. Данное утверждение подтверждается многочисленными экспериментами. Учтено влияние стабилизирующего покрытия на переход. Его влияние описывается единственным безразмерным параметром. Вычислена величина критического теплового импульса, приводящего к переходу. Показано, что использование стабилизирующего покрытия может приводить к некоторому (на несколько десятков процентов) увеличению максимального тока в ВТСП и к весьма существенному (на порядки величины) повышению устойчивости по отношению к тепловым импульсам. Однако, стабилизирующее покрытие не может устранить локальный характер перехода сверхпроводника в нормальное состояние, если только проводник не является полностью криостатически стабилизированным. Действительно, если отсутствует полная криостабилизация, то наличие покрытия, во-первых, не устраняет степенной рост энерговыделения с температурой (результатом чего является режим разогрева с обострением). Во-вторых, даже при наличии покрытия распространение нормальной зоны по сверхпроводнику при азотных температурах происходит медленно. Вместе с тем, стабилизирующее покрытие, в принципе, может защитить сверхпроводник от разрушения, так как снижает его разогрев, принимая на себя часть тока. Таким образом, наличие покрытия не решает проблему локального разрушения кардинально, но может быть полезным в определенных случаях.

# ВОЛНА ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ И ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В ДОПИРОВАННЫХ ПНИКТИДАХ

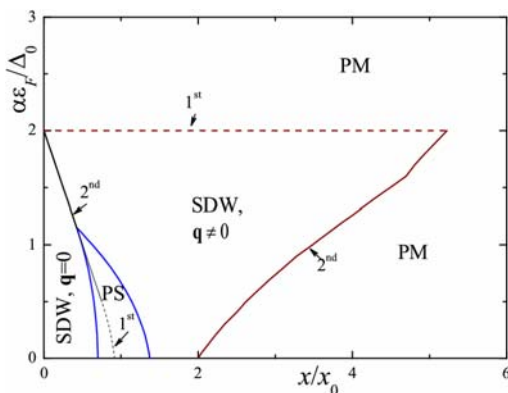
А.О. Сбойчаков<sup>1</sup>, К.И. Кугель<sup>1</sup>, А.Л. Рахманов<sup>1</sup>, А.В. Рожков<sup>1</sup>, F. Nori<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>Advanced Science Institute, RIKEN, Wako-shi, Japan

Предложен механизм возникновения электронного фазового расслоения в допированных пниктидах, недавно обнаруженного в эксперименте. Рассматриваемый подход базируется на представлении о неидеальном нестинге Ферми поверхности. В рассматриваемой модели мы считаем, что Ферми поверхность пниктидов является двумерной и содержит два круглых дырочных кармана, центрированных вокруг  $\Gamma$  (0,0) точки, и два эллиптических электронных кармана, центрированных вокруг  $M$  ( $\pi,0$ ) and ( $0,\pi$ ) точек двумерной зоны Бриллюэна. Эллиптичность электронных зон определяется параметром  $\alpha$ , при этом  $\alpha=0$  соответствует кругу, а  $\alpha \rightarrow \infty$  отвечает пределу бесконечно тонкого эллипса.

Взаимодействие носителей тока в одной электронной и в одной дырочной зонах приводит к возникновению волны зарядовой плотности (ВЗП) с волновым вектором  $\mathbf{Q}_0=(\pi,0)$  (соизмеримая ВЗП, антиферромагнетизм). При допировании, соизмеримая ВЗП меняется на несоизмеримую с волновым вектором  $\mathbf{Q}=\mathbf{Q}_0+\mathbf{q}$ , где  $|\mathbf{q}|\ll 1$ . Вектор  $\mathbf{q}$  может быть или параллелен или перпендикулярен  $\mathbf{Q}_0$  в зависимости от параметров модели. В некоторой области допирования однородное состояние является неустойчивым к расслоению на фазы, которые есть соизмеримая и несоизмеримая ВЗП. Эта неустойчивость возникает из-за конкуренции названных типов порядка [1]. Фазовое расслоение предпочтительно при большем значении электрон-электронного взаимодействия.



**Рис. 1.** Типичная фазовая диаграмма модели в плоскости допирование ( $x$ ) – эллиптичность электронной зоны ( $\alpha$ ). 1<sup>st</sup>, 2<sup>nd</sup> – порядок фазового перехода. SDW – волна зарядовой плотности. PM – парамагнитная фаза. PS – фазовое расслоение.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] A.L. Rakhmanov, A.V. Rozhkov, A.O. Sboychakov, and F. Nori, Phys. Rev. B, vol. 87, 2013. P.07512

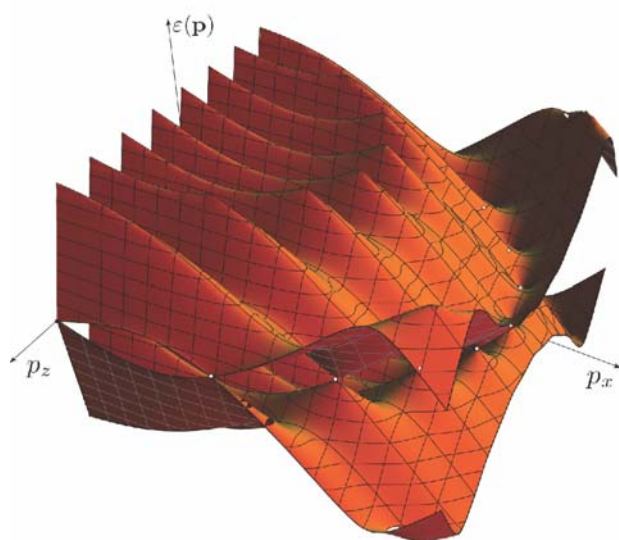
# ВЛИЯНИЕ МОЩНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР И ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАФЕНА

Я.И. Родионов<sup>1</sup>, С.В. Сызранов<sup>2</sup>, К.И. Кугель<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>Institute for Theoretical Condensed Matter Physics, Karlsruhe Institute of Technology, Germany

Рассмотрена задача о нормальном падении электромагнитной волны достаточно большой амплитуды на лист графена. Исследовано влияние такой волны на энергетическую зонную структуру графена и связанные с этим особенности его транспортных характеристик. Рассмотрение велось в рамках квазиклассического подхода Ландау-Зинера, наиболее адекватного в случае сильной электромагнитной волны терагерцового частотного диапазона. Этот подход широко используется для получения аналитических решений уравнений движения, описывающих динамику электронных переходов в двухуровневой квантовомеханической системе с зависящим от времени гамильтонианом. Графен, описываемый двухкомпонентной волновой функцией, оказывается удачным объектом для реализации подобного формализма, область применимости которого растёт с амплитудой падающей волны. Здесь мы имеем дело с интерференцией волновых функций, отвечающих многократным переходам между электронными состояниями. Таким образом, графен под воздействием электромагнитной волны оказывается интересным примером, интерферометра Ландау-Зинера, активно обсуждаемого в связи с проблемой квантовых вычислений.



**Рис. 1.** Электронный спектр графена с дополнительными точками Дирака

Нами рассчитан спектр квазиэнергий рассматриваемой системы, в котором появляется целый ряд дополнительных точек Дирака. Существование таких точек подразумевает возможность тонкой подстройки коэффициентов пропускания и поглощения графенового листа. Для такой ситуации рассмотрено квантовое кинетическое уравнение, позволившее проанализировать некоторые характерные особенности электрического тока, возбуждаемого в графене электромагнитной волной.

## ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ – ПОЛУПРОВОДНИКИ С МАГНИТНЫМИ НАНОВКЛЮЧЕНИЯМИ

Б.А. Аронзон<sup>1,2</sup>, А.С. Семисалова<sup>3</sup>, Н.С. Перов<sup>3</sup>, А.В. Кочура<sup>4</sup>,  
К.Г. Лисунов<sup>5</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт»

<sup>2</sup>ИТПЭ РАН

<sup>3</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова

<sup>4</sup>Юго-Западный Государственный Университет

<sup>5</sup>Технологический Университет Лаппеенранты, Финляндия

Многообещающая полупроводниковая спинтроника споткнулась о целый ряд проблем. Одна из них создание высокотемпературного ферромагнитного полупроводника, который мог бы послужить в качестве инжектора спин-поляризованных носителей заряда. Основные усилия исследователей в этом направлении были направлены на попытки создания полупроводников, в которых ферромагнетизм обеспечивается обменным взаимодействием по механизму Зенера или РККИ между магнитными ионами, встроенными в совершенную кристаллическую решетку. В то же время существует другая возможность, при которой спиновая поляризация носителей заряда в кристалле обусловлена их взаимодействием с ферромагнитными нановключениями.

Мы исследовали несколько таких структур: кристаллы GaSb с наногранулами MnSb, InSb с включениями MnSb и Mn-димеров, системы на основе силицидов Mn с небольшими отклонениями от стехиометрии, ZnO с нанокластерами Co. Во всех этих системах мы наблюдали ферромагнетизм при комнатной температуре, которые проявлял себя не только в магнитометрических измерениях, но и в транспортных свойствах этих структур. В частности, мы наблюдали магнитный гистерезис в зависимости аномального эффекта Холла от магнитного поля. Каждая из этих систем обладает своими особенностями, но во всех случаях проявления ферромагнетизма в транспортных свойствах этих структур наблюдаются лишь при достаточно высокой концентрации носителей заряда  $n \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Одна из причин этого заключается в том, что при таких больших концентрациях Шоттки барьер, окружающий металлические, магнитные включения, оказывается достаточно узок, и перестает препятствовать взаимодействию носителей заряда с этими включениями. В докладе будут обсуждаться особенности свойств этих ферромагнитных полупроводниковых систем в основном на материале InSb:Mn [1].

Аномальный эффект Холла может служить указанием на наличие спиновой поляризации носителей заряда и, таким образом, рассматриваемые системы могут оказаться пригодными в качестве спиновых инжекторов.

### ЛИТЕРАТУРА

[1] A.V. Kochura, B.A. Aronzon, K.G. Lisunov et al., J. of Appl. Phys. 113, 2013. P.083905

# ОПТИМИЗАЦИЯ ВКЛЮЧЕНИЙ ДЛЯ РПП НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ И ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ

С.Н. Старостенко<sup>1</sup>, К.Н. Розанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Проанализирована широкополосность однослойных РПП на основе метаматериалов с резонансными включениями, представляющими собой однозаходную разреженную проволочную спираль с произвольным расположением начала и конца провода по углу намотки [1]. Показано, что основной причиной снижения интенсивности и уширения линий магнитного и диэлектрического поглощения такого РПП по сравнению с линиями отдельного включения является большая зона ближнего поля включения. Наличие в этой зоне соседних включений и проводящей подложки вызывает разброс параметров резонанса включений даже при полной идентичности включений, снижает интенсивность линии поглощения и увеличивает минимальный коэффициент отражения от слоя РПП.

Для устранения этого недостатка необходимо оптимизация структуры и свойств отдельного резонансного включения. При этом включение рассматривается как укороченная антенна (элементарный излучатель с размерами много меньше длины волны, описываемый эквивалентной схемой с сосредоточенными RCL-параметрами), что позволяет характеризовать наполнитель РПП подобно пигментам в лакокрасочных покрытиях величиной укрывистости. Оптимальной считается такая структура включения метаматериала, которая обеспечивает при заданных размерах включения максимальное сечение поглощения.

Установлена связь между размерами оптимального включения в виде резонансной спирали, его проводимостью, сечением поглощения и рабочей полосой частот. Показано, что ни шаг витков обмотки, ни длина провода, образующего индуктивность, в общем случае не связаны с резонансной длиной волны включения. Предложена методика расчета резонансной длины волны с учетом межвитковой емкости и оптимальной проводимости провода. Проведено сравнение сечений поглощения и ширины линии поглощения искусственного включения и типовых наполнителей РПП (карбонильного железа, углеродного волокна, и т.д.). Эффективность работы метаматериала сравнивается с эффективностью радиопоглощающего экрана Солсбери той же толщины.

Предложена структура магнитного излучателя, не имеющего зоны ближнего электрического поля и не обладающего оптической активностью.

Определена структура ЕН-излучателя (аналог гипотетического излучателя Гюйгенса, имеющего в ближней зоне близкие напряженности



электрического и магнитного полей), на основе которого может быть синтезирован изотропный метаматериал с близкими величинами диэлектрической и магнитной проницаемостей, который может обеспечить в узкой полосе частот низкое отражение независимо от угла облучения и расстояния до закрываемой поверхности.

Рассмотрены свойства короткого электрического резонансного излучателя. По широкополосности метаматериалы со спиральными включениями уступают композиционным материалам с наполнителем из отрезков проводящих волокон, так как с уменьшением размера излучателя сужаются линии диэлектрического и магнитного поглощения метаматериала и падает их интенсивность. Длина прямых резонансных отрезков волокон существенно выше внешних размеров спиральных включений, поэтому эффективное сечение поглощения прямого волокна оказывается выше, чем у спирального включения, резонирующего на той же частоте. При одинаковом количестве включений РПП с проводящими волокнами имеет более широкую и интенсивную линию диэлектрического поглощения, чем метаматериал с малыми резонансными включениями, но при этом длина резонансного отрезка ( $\sim 0.5\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны) превышает толщину слоя РПП ( $\leq 0.25 \lambda$ ), что в принципе не позволяет получить изотропный слой в толщине, допустимой при наполнителе меньших размеров.

Метаматериалы обладают также рядом свойств, существенно расширяющих возможности их применения. Так, высокая добротность короткого электрического излучателя открывает перспективы для применения экрана с магнитоуправляемой радиопрозрачностью. Свойства подобного экрана с отрезками микропровода оценивались [2], но его реализации препятствует величина управляющего магнитного поля, достигающая 2 кЭ. Замена прямого отрезка провода на короткое резонансное включение из него же может снизить величину управляющего поля до 200–300 Э. Известно также применение метаматериалов для фокусировки СВЧ излучения [3]; в частности на основе магнитного излучателя, обеспечивающего получение отрицательной магнитной проницаемости в мегагерцовом диапазоне частот, был создан макет магнитной линзы размером менее  $0.02 \lambda$  для фокусировки магнитного потока, дающий возможность резонансного увеличения коэффициента передачи энергии между разнесенными в пространстве соленоидами на 20 дБ.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.N. Lagarkov et al, JMMM, vol. 258, 2003. P.161
- [2] S. N. Starostenko and K. N. Rozanov, PIER 99, 2009. P.405
- [3] Лагарьков А. Н., Кусель В. Н., ДАН, т.394, №1, 2004. С.40

# СРАВНЕНИЕ ДВУХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОАКСИАЛЬНОЙ ВОЗДУШНОЙ ЛИНИИ И ОТРАЖАЮЩЕЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ЯЧЕЙКИ

Д.А. Петров<sup>1</sup>, К.Н. Розанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Измерение частотной зависимости магнитной и диэлектрической проницаемостей с использованием коаксиальной измерительной ячейки предполагает решение задачи о нахождении комплексных величин проницаемостей из измеренного характеристического импеданса образца и постоянной распространения. Из-за наличия неоднородностей в измерительных ячейках и воздушных линиях, неизбежно возникновение резонансных эффектов, которые вносят в полученную зависимость искажения, определяющиеся размерными параметрами измерительной ячейки и образца.

В работе проведено сравнение двух методов измерения материальных параметров. Первый из них – метод Николсона-Росса [1] – основан на использовании воздушной линии в качестве измерительной ячейки для измерения коэффициента прохождения и отражения от образца. Второй – модификация метода стоячей волны [2].

Проведены измерения образцов с различными магнитными и диэлектрическими проницаемостями с целью сравнения двух методов. Показано преимущество метода стоячей волны при измерении материальных параметров в области низких частот. Исследована практическая возможность увеличения чувствительности измерений в низкочастотной области.

Рассмотрены также методы калибровки измерительных портов векторных анализаторов цепей с использованием различных стандартов линий, таких как отражающие, поглощающие и проходные коаксиальные линии [3].

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *A.M. Nicolson, G.F. Ross* // Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time-Domain Techniques, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. vol. 19, No.1, 1970
- [2] *К.Н. Розанов* // Радиотехника и Электроника. Т.47, №2, 2002, С.229
- [3] *G.F. Engen, C.A. Hoer* // "Thru-Reflect-Line": An Improved Technique for Calibrating the Dual Six-Port Automatic Network Analyzer, IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques. vol. 27, No.12, 1979

## МНОГОПРОЦЕССОРНЫЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ИТПЭ РАН

В.Н. Кисель<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Фундаментальные и прикладные НИР, выполняемые в ИТПЭ РАН, включают обширные вычислительные исследования, которые требуют привлечения высокопроизводительных компьютеров. Для численного решения наиболее трудоемких задач, освоения новых вычислительных технологий и переработки программного обеспечения с целью последующего внедрения на современные высокопроизводительные комплексы ИТПЭ РАН в рамках выполнения договора на НИР «Зебра» приобрел и ввел в эксплуатацию многопроцессорный вычислительный комплекс (МВК). Аппаратная организация и системное ПО МВК близки к соответствующим характеристикам большинства крупных вычислительных систем (в том числе – программно-аппаратного комплекса заказчика упомянутой НИР).

МВК имеет пиковую производительность около 1 TFlops (без учета производительности имеющегося графического процессорного устройства, GPU Nvidia Tesla M2075). Комплекс оснащен высокоскоростной коммуникационной сетью Infiniband с пропускной способностью 40 Гбит/сек и управляющей сетью Gigabit Ethernet, посредством которой осуществляется доступ к МВК из компьютерной сети ИТПЭ. В МВК входят один управляющий и три вычислительных узла. Вычислительные узлы содержат по два восьмиядерных процессора Intel Xeon e5-2660 с тактовой частотой 2,2 ГГц, объем оперативной памяти вычислительной части МВК составляет 192 Гбайт. Установленное системное ПО включает системы мониторинга и управления кластером, среду разработки и выполнения параллельных программ на основе стандартов MPI и OpenMP, систему пакетной обработки заданий, САПР электродинамического моделирования FEKO 6.2.

Выполнение этапа НИР, связанного с адаптацией вычислительных программ разработки ИТПЭ к вычислительному комплексу Заказчика, поставило ряд практических вопросов, решение которых может быть интересным для многих исследователей. В докладе помимо технических характеристик МВК рассматриваются специфические особенности установленной на МВК операционной системы (Linux, RHEL) и средств разработки программ для параллельных вычислений. Даются рекомендации по построению параллельных алгоритмов, приводятся практические примеры, связанные с расчетом рассеяния на элементах современного самолета. Обсуждаются пути снижения издержек на организацию многопоточных вычислений, представлены численные оценки достигнутого выигрыша в быстродействии вычислительных программ.

## ПРИЕМЫ ЭФФЕКТИВНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МНОГОПРОЦЕССОРНОГО ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ИТПЭ РАН

В.Н. Кисель<sup>1</sup>, А.М. Лебедев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Вычислительная мощность многопроцессорных компьютеров («суперкомпьютеров») быстро растет, однако примеров полноценного использования суперкомпьютеров немного. Одна из основных причин этого состоит в том, что под вычислительной мощностью суперкомпьютера обычно понимают прямую сумму мощностей большого числа входящих в его состав процессоров или процессорных ядер. Но большинство алгоритмов, в том числе разработанных за последние двадцать лет, являются по своей сути последовательными, они не могут без переработки использовать вычислительную мощность всех работающих параллельно процессоров.

Как показали тестовые расчеты, максимально эффективное использование ресурсов многопроцессорного вычислительного комплекса (МК) ИТПЭ РАН достигается, если параллельными потоками задействованы все процессоры и вычислительные ядра SMP-системы (включая виртуальные, образованные в рамках технологии аппаратной мультипоточности Intel Hyper-Threading). При этом нет смысла в дальнейшем увеличении числа потоков: излишнее их количество отрицательно сказывается на эффективности вычислений, поскольку приводит к росту системных затрат на переключение процессов.

Выполнение одной задачи на нескольких вычислительных узлах, каждый из которых имеет собственную оперативную память, можно организовать в рамках стандарта MPI, однако использование этой технологии предусматривает интенсивный обмен данными между серверами по системной сети. Скорость передачи данных по сети ниже скорости взаимодействия процессоров с собственной оперативной памятью, несоответствие скоростей вызывает простои процессоров. Положение усугубляется тем, что далеко не каждый вычислительный алгоритм может быть эффективно распараллелен в системе MPI, а некоторые принципиально последовательные алгоритмы нуждаются в радикальной переработке или замене на менее эффективные (для последовательного исполнения) аналоги, допускающие распараллеливание.

Но важно иметь в виду, что при расчете, например, диаграмм обратного рассеяния объектов вычисления производятся для большого количества ракурсов облучения по одному и тому же алгоритму. Учет этого обстоятельства дает возможность так организовать расчеты, чтобы избежать межсерверного обмена данными по системной сети и добиться максимально

достижимой производительности комплекса.

В докладе рассматриваются эти и другие приемы эффективного использования МВК ИТПЭ РАН при составлении программ на языках программирования высокого уровня, типа Fortran или C++. В приведенной ниже таблице представлены примеры достигнутого ускорения расчетов при решении одной и той же задачи на разных компьютерах и при различной организации вычислений (разном количестве подзадач и параллельных потоков).

### Влияние параметров создания параллельных потоков на время решения задачи

Таблица 1

Компьютер, операционная система, процессор(ы)	Номер теста	Кол-во параллельных задач	Кол-во парал. потоков в задаче	Время решения задачи (чч:мм:сс)	Комментарий
1	2	3	4	5	6
PC, Windows, Intel Core 2 Duo E7400, 2,8 ГГц (2 ядра, 1 шт.)	1	1	2	<b>03:54:45</b>	Режим полной загрузки процессора типового настольного компьютера
МВК, Linux (RHEL), Intel Xeon E5-2660, 2,2 ГГц (8 ядер x 6 шт. = 48 ядер)	2	1	1	<b>05:12:42</b>	Выполнение последовательной задачи на кластере
	3	3	32	00:07:54 00:08:07 <u>00:08:13</u> <b>00:08:05</b>	Оптимальный режим использования кластера (общее кол-во потоков равно удвоенному количеству ядер)
	4	3	16	00:09:29 00:09:47 <u>00:09:55</u> <b>00:09:44</b>	Недоиспользование свойств и ресурсов процессоров кластера
	5	3	48	00:09:21 00:09:35 <u>00:09:23</u> <b>00:09:26</b>	Перегрузка кластера, повышенный расход ресурсов системой в ущерб расчетной задаче
	6	6	16	00:08:13 00:08:17 00:08:25 00:08:17 00:08:16 <u>00:08:19</u> <b>00:08:18</b>	Близкое к оптимальному использование кластера в режиме большого кол-ва задач (число потоков = удвоенному числу ядер, кол-во задач = кол-ву процессоров)

# МЕТАМАТЕРИАЛ С ПОВЫШЕННОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТЬЮ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ БЛИЗКОЙ К ЕДИНИЦЕ

К.М. Басков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

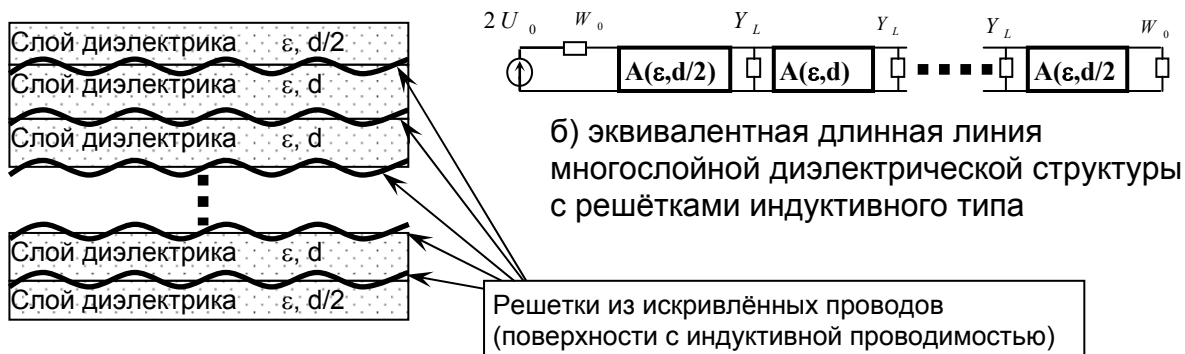
Для создания радиопрозрачных укрытий (РПУ) с улучшенными радиотехническими характеристиками (РТХ) могли бы использоваться материалы с низкой диэлектрической проницаемостью близкой к единице. Традиционные материалы с низкой диэлектрической проницаемостью представляют собой либо вспененные материалы (пенопласты, вспененные полиэтилены или фторопласты), либо различные сотовые структуры. Так как в таких материалах основную долю их объема составляют воздушные полости, их прочность очень низкая. Использование для производства РПУ этих материалов, испытывающих при эксплуатации серьезные механические нагрузки, недопустимо.

На рис. 1а представлена многослойная конструкция, которая может рассматриваться как мета материал с низкой диэлектрической проницаемостью, обладающий при этом высокой механической прочностью. Конструкция представляет собой чередующиеся слои диэлектрической матрицы (например, стеклопластика) с малой электрической толщиной и слои с индуктивной проводимостью. В качестве слоёв с индуктивной проводимостью лучше всего использовать решётку из искривлённых проводов. В [1] показано, что решетка из искривленных проводов по своим электродинамическим свойствам максимально приближена к поверхности с индуктивной проводимостью, эквивалентная индуктивность которой не зависит от частоты и угла падения волны. Электродинамический анализ представленной многослойной структуры может быть выполнен методом эквивалентных длинных линий, который описан подробно в [2]. Эквивалентная длинная линия структуры представлена на рис. 1б. Во многих работах, например, в [3], рассматриваются стенки РПУ с реактивными включениями в виде решёток из прямых проводов. В работе показано, что использование прямых проводов менее эффективно, как с точки зрения РТХ, так и технологии производства РПУ.

Эффективная диэлектрическая проницаемость структуры, представленной на рис.1, не зависит от количества слоев. Для всех углов падения и любой поляризации падающей волны эффективная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{\text{э}}$  может быть рассчитана по формуле:

$$\varepsilon_{\text{э}} = 1 + (\varepsilon - 1) \left( 1 - \frac{\omega_{00}^2}{\omega^2} \right), \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость матрицы,  $\omega_{00}$  – частота настройки структуры,  $\omega$  - частота падающей волны.



а) многослойная диэлектрическая структура с решётками индуктивного

**Рис. 1.** Структура материала с пониженной диэлектрической проницаемостью

Приближая частоту настройки материала к рабочей частоте РПУ можно добиться у рассматриваемой структуры значения  $\varepsilon_{\text{э}}$  близкого к единице. Для наклонного падения волны при параллельной поляризации у такой структуры эффективная магнитная проницаемость  $\mu_{\text{э}}$  не равна единице и может быть вычислена по формуле:

$$\mu_{\text{э}} = \left( \frac{1}{\varepsilon_{\text{э}}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \sin^2 \theta + 1 \quad (2)$$

где  $\theta$  - угол между направлением падения волны и нормалью к поверхности.

Представленная многослойная структура может рассматриваться как метаматериал, сохраняющий свои свойства в присутствии других слоёв диэлектрика, а также металлической подложки. Это позволяет использовать для оптимизации конструкции стенки РПУ обычные методы, например метод градиентного спуска, заменяя представленную структуру однородным материалом с эффективными  $\varepsilon_{\text{э}}$  и  $\mu_{\text{э}}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Басков К.М. "Стенка радиопрозрачного укрытия, состоящая из диэлектрических слоев и компенсационных металлических решеток", Журнал радиоэлектроники. №12, 2011
- [2] Бодров В.В., Сурков В.И. "Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн". Москва:Издательство МЭИ. 1994
- [3] Патент 2000114408/09, 05.06.2000. "Радиопрозрачная стенка обтекателя". Опубликовано 10.06.2001. Изобретатели: Акоюн И.Г., Старков Е.А., Сухов А.М., Турко Л.С. Заявитель: Федеральное государственное унитарное предприятие – Московский научно-исследовательский институт "Агат"

## РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

В.И. Иванова<sup>1</sup>, И.И. Краснолобов<sup>1</sup>, В.Н. Семенов<sup>1</sup>, Т.А. Фурманова<sup>1</sup>,

В.А. Чистяев<sup>1</sup>

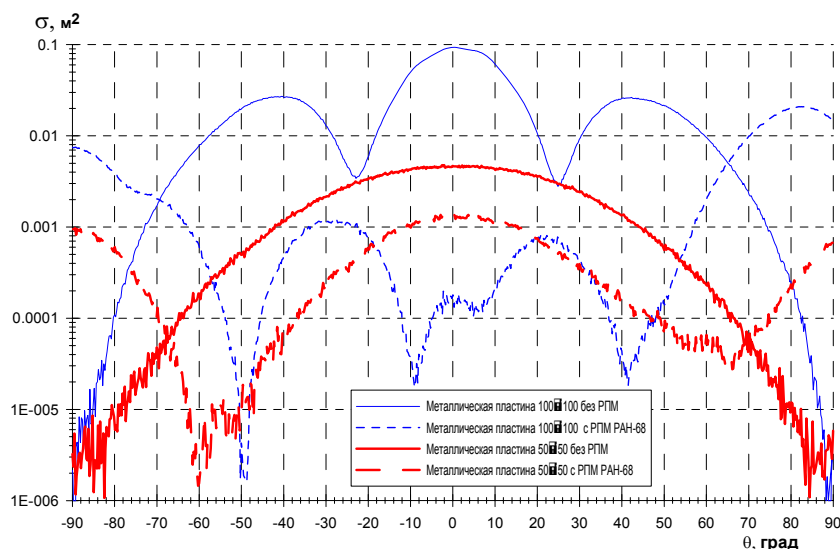
<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Диэлектрические радиопоглощающие материалы (РПМ) на основе проводящих пенополиуретанов нашли широкое применение для оснащения безэховых камер различного назначения и решения проблем электромагнитной совместимости. РПМ такого типа имеют приемлемые массогабаритные характеристики и низкие значения коэффициента отражения в широком диапазоне длин волн. Однако, как показано в эксперименте и подтверждено расчетами, при характерных размерах образца РПМ сравнимых с длиной волны  $\lambda$  наблюдается существенное увеличение коэффициента отражения образца по сравнению с «бесконечным» образцом.

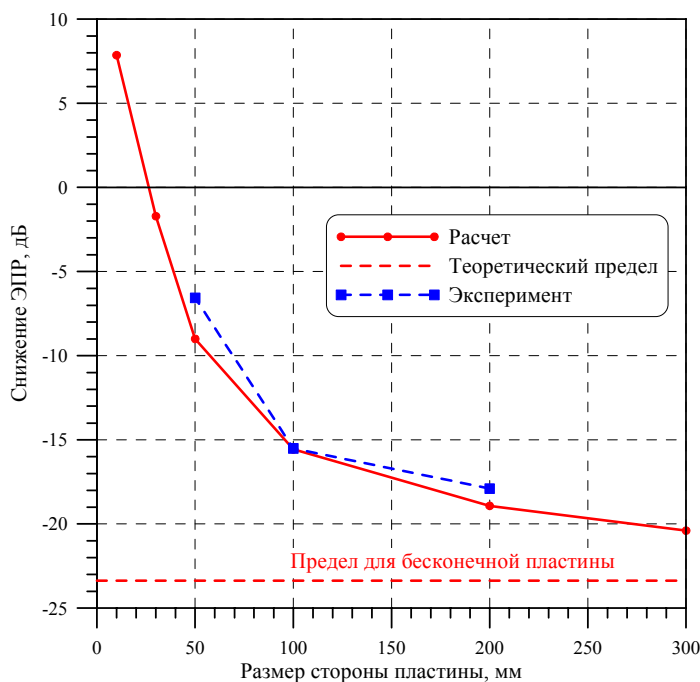
Данная работа посвящена исследованию так называемых размерных эффектов для коэффициента отражения диэлектрических проводящих РПМ как листового, так и пирамидального типов. В эксперименте исследовались диаграммы обратного рассеяния образцов квадратных металлических пластин и пластин с нанесенным РПМ на одну из ее сторон. Например, коэффициент отражения пирамидального РПМ РАН-68 разработки ИТПЭ РАН, представляющего собой двумерную периодическую решетку проводящих пенополиуретановых пирамид с основанием  $30 \times 30$  мм и высотой 130 мм на частоте 3 ГГц при нормальном падении электромагнитной волны не превышает уровня минус 40 дБ для «бесконечного» образца на металлической подложке [1]. Измерение эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) металлической пластины размером  $100 \times 100$  мм ( $\lambda^2$ ) показало, что коэффициент отражения РПМ РАН-68 на этой пластине при нормальном падении электромагнитной волны повысился до уровня порядка минус 20 дБ, а для пластины  $50 \times 50$  мм ( $\lambda^2/4$ ) - минус 7 дБ (рис.1).

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований зависимости коэффициента отражения диэлектрических РПМ листового типа в зависимости от размера образца. На рис.2 представлены результаты исследований снижения ЭПР квадратных металлических пластин с РПМ листового типа на частоте 3 ГГц. При характерном размере стороны образца меньше  $\lambda/3$  наблюдается увеличение ЭПР пластины за счет нанесения на нее РПМ при нормальном падении электромагнитной волны.





**Рис.1.** Диаграммы обратного рассеяния металлических пластин с пирамидальным РПМ РАН-68 различной размерности на частоте 3 ГГц для горизонтальной поляризации волны



**Рис.2.** Зависимость снижения ЭПР квадратной металлической пластины с листовым РПМ от размера образца РПМ на частоте 3 ГГц

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Семененко В.Н., Чистяев В.А. Сверхширокополосная методика измерения электрофизических параметров листовых материалов в свободном пространстве// Материалы 20-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Сентябрь 13-1, 2010, Севастополь, Украина. С.1091-1092

## УЧЁТ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НЕРАВНОМЕРНЫМИ ТОКАМИ НА МАЛОМ ЭЛЕМЕНТЕ КОНСТРУКЦИИ

А.М. Лебедев<sup>1</sup>, А.И. Федоренко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Метод физической оптики (ФО), совместно с классической физической теорией дифракции (ФТД) [1], не имеет альтернативы для быстрого определения вклада формы в радиолокационную заметность объекта. Однако для "отдельно стоящих" элементов конструкции (ЭК) на металлической поверхности объекта, имеющих масштаб существенного изменения геометрии порядка и менее длины волны (кронштейны, разъемы), расчёт вклада в рассеяние только по ФО будет заведомо неточным. В связи с этим разрабатывается численный вариант ФТД, который, как и классический вариант, основывается на добавлении к полям рассеяния, рассчитанным по ФО, вкладов в рассеяние от неравномерных токов, определённых заранее из решения дифракционной задачи для содержательных моделей ЭК.

Актуальность развития численного варианта ФТД обусловлена тем, что, с одной стороны, строгое численное решение задачи рассеяния на протяжённом сложном объекте в радиолокационном диапазоне практически невозможно. С другой стороны, с развитием многопроцессорных вычислений рассеяние на отдельных ЭК малого и умеренно большого размера становится доступным для расчёта в строгой постановке. При этом рассеяние малыми ЭК выходит на первый план в угловых областях, где отсутствует зеркальное рассеяние от больших поверхностей (для объектов со стелс –формой – во всей угловой области вероятного наблюдения).

Пространственное распределение обратного рассеяния (ПРОР) неравномерных токов на содержательной модели ЭК определяется как разность решений для полей рассеяния строгим численным методом и методом ФО. Содержательная модель ЭК должна, во-первых, передавать локальные особенности его геометрии и, во-вторых, не иметь новых центров рассеяния, прежде всего – в виде обрывов поверхности [2].

В данной работе была протестирована каноническая модель для численного определения полей неравномерных токов, генерирующихся в окрестности замкнутой линии стыка элемента конструкции с поверхностью объекта. Модель получается путём сглаживания поверхности ЭК до считаваемой методом физической оптики, и помещения сглаженного элемента на бесконечную плоскую металлическую плоскость - зеркало. Поля неравномерных токов по месту стыка элемента и поверхности получаются вычитанием полей рассеяния, вычисляемых строгим численным методом и методом физической оптики.

Опишем два случая, в которых предлагается использовать предварительный обсчёт ЭК: **S1** – ЭК находится на близкой к плоской металлической поверхности, **S2** – ЭК находится на существенно искривлённой поверхности, так что можно пренебречь всеми переотражениями от окружающей поверхности. В обоих случаях требуется учесть дифракционные эффекты от неравномерных токов, генерирующихся как "на теле" ЭК, так и на стыке ЭК с поверхностью объекта.

В случае **S1** строгим численным методом находятся ПРОП для ЭК, помещённого на зеркало. Далее из полученного таким образом "полного" поля обратного рассеяния вычитается поле обратного рассеяния, рассчитанное в приближении ФО как при падении плоской волны на уединённый ЭК. "Разностное" поле обратного рассеяния учитывает вклады ФО токов за счёт переотражений падающего и отражённого полей от окружающей ЭК поверхности, и вклады неравномерных токов, вообще дифракционных механизмов на ЭК, полученные для облучения ЭК как реально падающей волной, так и её зеркальным отражением.

В случае **S2** для ЭК, помещённого в свободное пространство, вначале находится ПРОП неравномерных токов, "привязанных" к источникам дифракционных эффектов непосредственно на элементе конструкции. Далее определяется поле неравномерных токов на стыке ЭК и окружающей поверхности. Строго говоря, из суммы этих дифракционных полей надо вычесть поля неравномерных токов, образующихся на обрыве ЭК по месту его стыка с поверхностью объекта, когда мы помещаем этот ЭК в свободное пространство. Поле этих токов определяется как разность решений задач рассеяния на сглаженном элементе конструкции, помещённом в свободное пространство, в строгой постановке и методом ФО.

Пространственное распределение обратного рассеяния неравномерными токами можно рассчитать и для элемента конструкции с РПП, нанесённым как на сам элемент конструкции, так и в его окрестности. На этом пути можно определить эффект от маскировки элементов конструкции с помощью РПП на радиолокационную заметность объекта.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Буторин Д.И. и др.* Асимптотические выражения для элементарной краевой волны // Радиотехника и электроника, 1987. С.1818-1829
- [2] *Лебедев А.М., Федоренко А.И.* Оценка обратного рассеяния неравномерными токами на малом элементе конструкции // Докл. VI Всероссийской научно-техн. конф. «Радиолокация и радиосвязь». – М.:ИРЭ РАН, Т.1, 2012. С.379-381

## ФОРМИРОВАНИЕ ГЛУБОКОЙ И ПРОТЯЖЁННОЙ ТЕНИ

А.М. Лебедев<sup>1</sup>, А.И. Федоренко<sup>1</sup>, Т.А. Фурманова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Обужение перехода свет-тень на конечном расстоянии от заслоняющего экрана и создание более глубокой тени зачастую требуется при решении задач электромагнитной совместимости и помехозащищённости [1]. Заметим, что и при измерениях на открытом полигоне возникает необходимость обеспечить как хорошее затенение антенны, являющейся зеркальным отражением реальной, для точек наблюдения в рабочей зоне, так и обужение теневой части двухпозиционной диаграммы рассеяния затеняющего экрана при его облучении реальной антенной.

Рассматривались большие по сравнению с длиной волны объекты. Формирование тени исследовалось строгим численным методом. В расчётах полагалось, что плоская волна падает на экран, и исследовались как распределения поля за экраном, так и двухпозиционная диаграмма рассеяния экрана.

Приведём некоторые общие результаты расчётов. Во-первых, тень определяется поперечным контуром заслоняющего объекта, и с точностью до малых дифракционных эффектов не меняется при придании заслоняющему объекту малоотражающей формы и нанесении радиопоглощающего покрытия на его поверхность. Во-вторых, заканчивается прожекторная зона тени не на границе дальней зоны экрана, как это обычно полагалось ранее, а существенно раньше. В-третьих, полупрозрачное окончание заслоняющего экрана, обсуждавшееся в [1], здесь реализовано в виде зубцов по краю экрана, и в связи с этим было выяснено, что при малости дифракционных эффектов вид двухпозиционной диаграммы рассеяния экрана в плоскости, перпендикулярной его краю, постоянен при вариации числа зубцов по краю, но при постоянстве высоты зубцов. Условием же малости дифракционных эффектов является превышение полушириной зубца длины волны.

Из расчётов следует, что введение зубцов по границе экрана, а также введение последовательности стоящих друг за другом экранов дают принципиальную возможность получить более глубокую и протяжённую тень, чем у одиночного экрана с ровными краями.

На небольшом удалении от экрана влияние зубцов по краю приводит к дополнительной неравномерности поля в области тени за экраном. Однако при достаточной удалённости от экрана края с зубцами обеспечивают всё же более глубокую и длинную тень, а также более равномерное поле в области

прямого прохождения волны в непосредственной близости от границы свет-тень, чем ровные края. Наблюдается также выраженное обужение теневой части двухпозиционной диаграммы рассеяния экрана. Указанные явления объясняются "благоприятным" изменением вида спирали Корню, показывающей формирование проходящего поля (либо поля тени при дополнительном, в соответствии с принципом Бабинне, подходе) как векторной суммы полей от эквивалентных токов в области, свободной от экрана (либо от реальных токов, наведённых на отдельных частях экрана), при наличии зубцов.

Углубление и относительное удлинение тени за каждым из последующих экранов объясняется тем, что он уже частично, либо существенно затенён предыдущим экраном.

Связанные с затенением эффекты становятся более выраженными с общим увеличением размеров экранов и высоты зубцов.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Татарников Д.В., Чернецкий И.М.* Затенение полуплоскостью с полупрозрачным окончанием // Докл. VI Всероссийской научно-техн. конф. «Радиолокация и радиосвязь». – М.:ИРЭ РАН, 2012. С.169-174

## **ПОВЫШЕННОЕ РАССЕЯНИЕ КРАЕМ ТЕНИ, ОТБРАСЫВАЕМОЙ ОБЪЕКТОМ НА ЭКРАН**

**А.М. Лебедев<sup>1</sup>, А.И. Федоренко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Показано, что край тени, отбрасываемой объектом на экран, является источником повышенного рассеяния в направлениях дифракционных лучей, сопоставимого с рассеянием краем воображаемой фигуры, получаемой при вырезании тени объекта из экрана.

Рассматривается ситуация, когда из двух облучаемых плоской волной объектов, имеющих размеры много больше длины волны, первый находится перед вторым и отбрасывает на него тень. Будем полагать, что объекты находятся на относительно небольшом расстоянии друг от друга – порядка и менее их характерных размеров. В принятых условиях длины прожекторных зон теней от объектов велики по сравнению с их характерными размерами, и есть основания полагать, что тень, отбрасываемая на второй объект, будет иметь резкие границы.

Известно, что при наклонном падении плоской волны на поверхность именно её края являются центрами рассеяния. Действительно, при двухпозиционной локации можно наблюдать связанные с краями конусы дифракционных лучей, а при однопозиционной локации наблюдается повышенное обратное рассеяние в плоскостях, перпендикулярных краям [1]. Однако при отбрасывании объектом тени на другой объект, выступающий в качестве проекционного экрана, фактически тень вырезает из экрана часть, так что появляются новые края, которые обуславливают возникновение в общем случае новых направлений повышенного рассеяния.

Рассеяние краем тени исследовалось численно на двух металлических пластинах – затеняющей 3-угольной пластине и большой 4-угольной, выполняющей роль проекционного экрана. Направления облучения и наблюдения варьировались в плоскости, перпендикулярной одному из краёв тени, что позволяло практически исключить влияние других краёв тени. Геометрия же 4-угольной пластины – экрана была специально выбрана таким образом, чтобы минимизировать её вклад и в двухпозиционное, и в обратное рассеяние в плоскости наблюдения.

Результаты расчётов свидетельствуют о наличии у края тени конуса дифракционных лучей и повышенного обратного рассеяния в плоскости, перпендикулярной краю тени.

Из изложенного следует несколько практических выводов. Во-первых, при проведении расчётов для выявления и количественной оценки повышенного рассеяния границей тени требуется адекватная модель.

Например, при расчёте по физической оптике поверхности, на которые может упасть тень, должны быть подробно дискретизированы, чтобы ход границы тени достаточно точно отслеживался. Во-вторых, наличие центров рассеяния в виде границ тени следует учитывать при интерпретации результатов измерений или расчётов. Если пространственная ориентация краёв поверхности и границ тени совпадает, то повышенные поля рассеяния от этих источников интерферируют в направлении дифракционных лучей, в противном случае граница тени обуславливает наличие дополнительных направлений повышенного рассеяния. В-третьих, меры по уменьшению рассеяния границей тени должны заключаться в "маскировке" поверхности, на которую отбрасывается тень, например, путём дополнительного её отклонения, либо нанесения на неё радиопоглощающего покрытия.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] *E.F. Knott, J.F. Shaeffer, M.T., Tuley Radar cross Section // Artech House Inc., 1993*

# РАСФАЗИРОВАННЫЙ РУПОРНЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ КОЛЛИМАТОРА СО СКОСОМ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ.

Н.П. Балабуха<sup>1</sup>, Н.Л. Меньших<sup>1</sup>, В.С. Солосин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

В прошлом году был сделан доклад о разработке облучателя коллиматора со специальной формой диаграммы направленности [1]. Данная работа является продолжением исследований этого рупора.

Схема облучателя представлена на рис. 1. Рупор состоит из двух частей: малого конического синфазного рупора и большого, сильно расфазированного рупора. Основные размеры:  $2R_1 = 50$  - диаметр раскрыва малого рупора,  $2\alpha = 22^\circ$  - угол раскрыва малого рупора,  $2R_2 = 182$  - диаметр раскрыва большого рупора,  $2\beta = 72^\circ$  - угол раскрыва большого рупора. Оптимальные размеры облучателя рассчитывались согласно [2] и исходя из заданных параметров геометрии коллиматора.

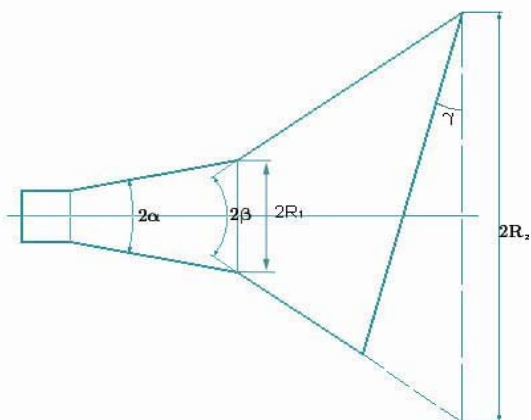


Рис. 1. Схема расфазированного рупора

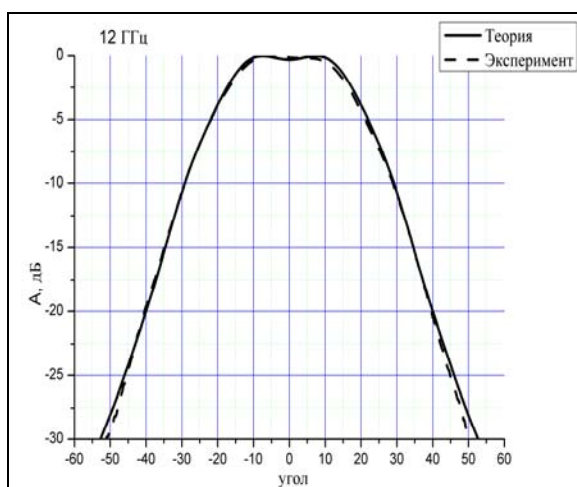
Данная система рассчитывалась методом моментов. На рис. 2-3 приведены диаграмма направленности облучателя для частоты 12 ГГц. Диаграмма направленности достаточно равномерна в области рабочей зоны, для вертикальной плоскости (пл. Е) обеспечивается несимметричность диаграммы направленности облучателя. Неравномерность фазы не превышает 15 градусов, что считается достаточно не плохим результатом. Был создан опытный образец расфазированного рупора со скосом, и исследовалась его диаграмма направленности.

Из графиков видно, что у расфазированных рупоров может наблюдаться область с примерно постоянной амплитудой в нашем случае с 8.5 ГГц и остается такой до 12 ГГц. При дальнейшем увеличении частоты в центре диаграммы наблюдается провал амплитуды, формируется воронкообразная диаграмма.

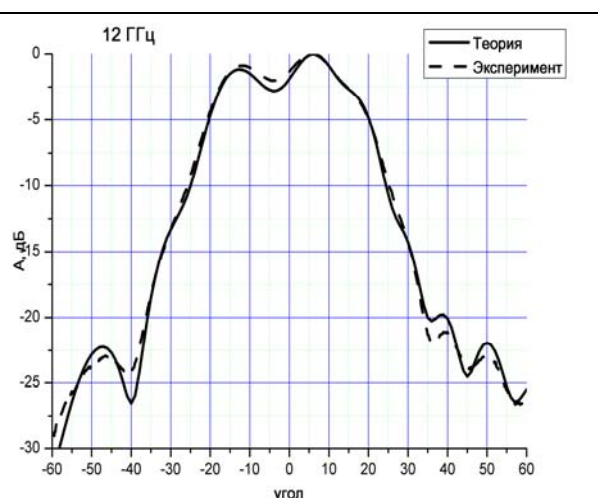
В вертикальной плоскости, в срезе которой антенна не симметрична,



наблюдается смещение максимума. Это смещение обеспечивает увеличения величины поля в районе верхней кромки коллиматора, по сравнению с нижней кромкой.



**Рис. 2.** Диаграмма направленности в H-плоскости



**Рис. 3.** Диаграмма направленности в V-плоскости

Отсутствие боковых лепестков, наличие области с примерно постоянной амплитудой в горизонтальной плоскости, а так же увеличение амплитуды поля в районе верхней кромки коллиматора в вертикальной плоскости делает данный рупор весьма привлекательным для использования его в качестве облучателя коллиматора. Таким образом, с помощью расфазированного рупора со скосом апертуры можно достичь хороших диаграмм в полосе частот более 3 ГГц.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Н.Л. Меньших, Н.П. Балабуха*, Расфазированный рупорный облучатель коллиматора со скосом. Тринадцатая Ежегодная конференция ИТПЭ РАН, 2012
- [2] *А.А. Тимофеева*, Определение геометрических размеров рупорных облучателей с диаграммами направленности, близкими к оптимальным. Электросвязь, №5, 1977. С.28

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА В КОМПАКТНОМ ПОЛИГОНЕ. ТРЕХМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

А.В. Никитенко<sup>2</sup>, А.С. Зубов<sup>1</sup>, Н.Е. Шапкина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

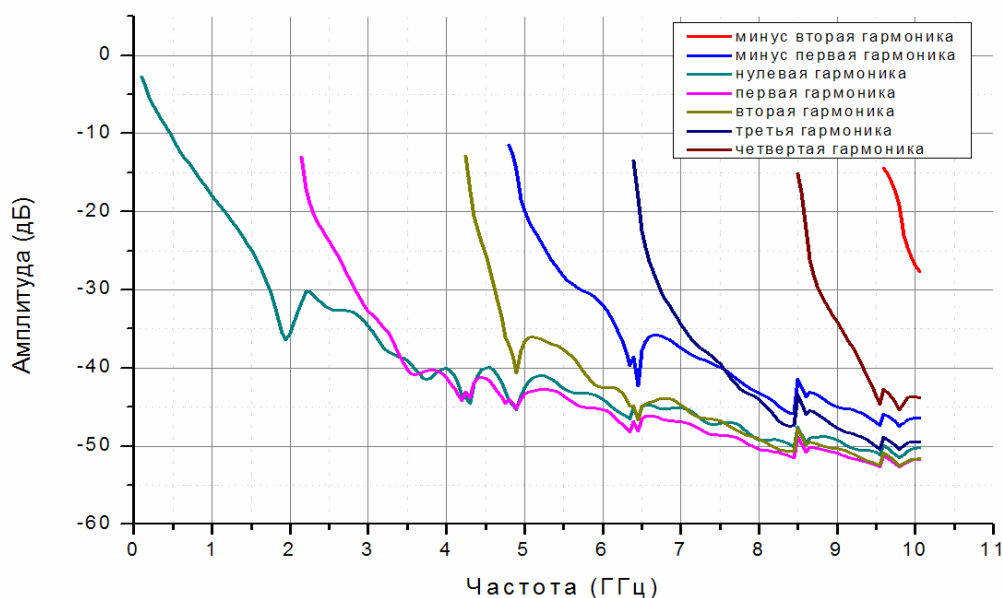
<sup>2</sup>Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

Основной характеристикой компактного полигона является величина неравномерности поля в рабочей зоне [1]. Существенный вклад в неравномерность вносит отражение от радиопоглощающего материала. Рассматриваемая нами в работе [2] математическая модель безэховой камеры в двумерном случае позволила качественно оценить влияние большинства факторов, вносящих вклад в неравномерность поля, но не позволила провести точный количественный анализ. Представленные результаты расчета амплитуды отраженных мод от клиновидного радиопоглощающего материала позволили оценить вклад отражения от материала только при падении плоской волны вдоль и поперек оси симметрии материала.

Целью данной работы является построение математической модели отражения электромагнитных волн от клиновидного и пирамидального радиопоглощающего материала в трехмерном случае при падении под произвольным углом.

Для расчета отраженных мод использовался метод *rigorous coupled-wave analysis (RCWA)* [3, 4, 5] для трехмерного случая. Расчет проводился для двух типов материала – клиновидного и пирамидального. Так же был проведен расчет в плоскостом приближении. Были получены графики зависимости амплитуд отраженных мод от частоты при различных углах падения. В качестве примера на рис.1 представлен график зависимости амплитуды отраженных волн от частоты для клиновидного материала. Проведено сравнение с результатами расчета в плоскостом приближении, найдены области частот, на которых приближенное решение дает достаточно точный результат.

По результатам расчета проведено математическое моделирование поля в рабочей зоне компактного полигона и получены количественные оценки неравномерности амплитудной и фазовой характеристик.



**Рис. 1.** Зависимость амплитуды отраженных гармоник от частоты для угла падения 25 градусов

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007
- [2] Никитенко А.В., Зубов А.С., Шапкина Н.Е. Оценка влияния отражения от поглощающего материала, размещенного вблизи облучателя коллиматора, на поле, измеряемое на апертуре коллиматора. Двенадцатая ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН (Москва, 4-7 апреля 2011 г.): сб. тез. докл./ Рос. АН, Ин-т теоретич. и прикл. электродинамики, Научная конф. (12; 2011). - М.: ИТПЭ РАН, 2011
- [3] M.G. Morahan, E.B. Grann, D.A. Pommet, and T.K. Gaylord, Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings // J. Opt. Soc. Am. A 12, 1995. P1068-1076
- [4] M.G. Morahan, E.B. Grann, D.A. Pommet, and T.K. Gaylord, Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach // J. Opt. Soc. Am. A 12, 1995. P.1077-1086
- [5] Ph. Lalanne and G.M. Morris, Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM-polarization // J. Opt. Soc. Am. A 13, 1996. P.779-784

## МАЛЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ СТЕНД

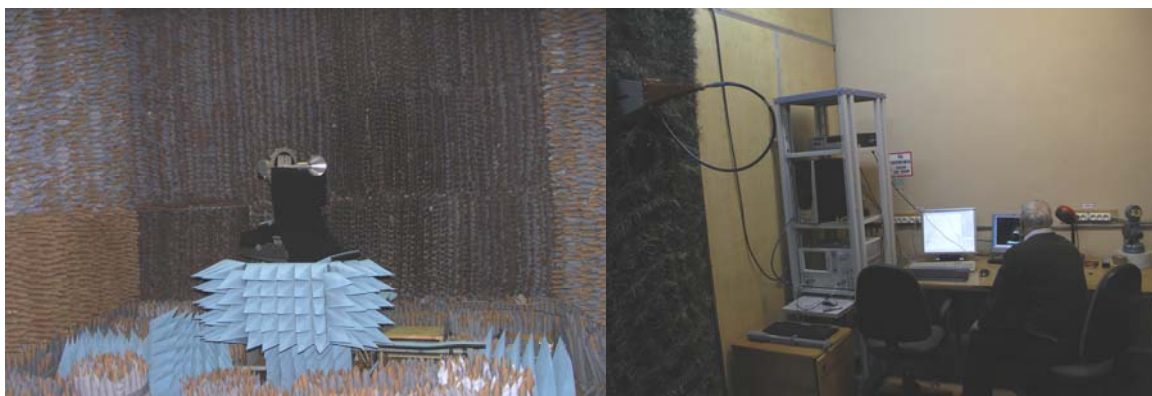
Н.П. Балабуха<sup>1</sup>, А.С. Зубов<sup>1</sup>, Н.Л. Меньших<sup>1</sup>, В.П. Моисеев<sup>1</sup>, В.С.

Солосин<sup>1</sup>, С.А. Федоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Создан стенд для проведения измерений микроволновых характеристик небольших объектов, антенн, параметров СВЧ элементов, схем и устройств.

Измерительный стенд состоит из безэховой камеры и комнаты операторов (рис.1). Безэховая камера облицована изнутри радиопоглощающим материалом «Тростник М» и имеет следующие размеры: длина – 5.3 м, ширина 5.3 м, высота 4 м. В безэховой камере располагается опорно-поворотное устройство грузоподъемностью 50 кг. Вращение объекта относительно азимутальной оси управляется от компьютера, точность позиционирования  $\pm 0.015^\circ$  диапазон углов 0-360<sup>0</sup>. Угол наклона устанавливается вручную, точность позиционирования  $\pm 0.01^\circ$  диапазон углов 0-90<sup>0</sup>. В составе поворотного устройства имеется слайдер, для точного совмещения фазового центра антенн с азимутальной осью вращения. Линейное перемещение слайдера 300мм точность позиционирования  $\pm 1$  мм.



**Рис. 1.** В комнате операторов располагаются измерительное оборудование, компьютеры, система видеонаблюдения, стеллажи для образцов и вспомогательного оборудования.

Измерительная система собрана на базе векторного анализатора цепей E8363A фирмы Agilent. Измерительная система полностью автоматизирована. То есть управление вращением объекта относительно азимутальной оси поворотного устройства, сбор и предварительная обработка информации выполняется компьютером по специально разработанной программе.

Диапазон рабочих частот измерительного стенда 1- 40 ГГц.

Размеры безэховой зоны зависят от частоты и в рабочем диапазоне изменяются от 100 см до 15 см.

В настоящее время в малой безэховой камере проводятся исследования характеристик облучателей коллиматора с оптимизированными диаграммами излучения и отдельных пассивных элементов СВЧ трактов. На стенде проводятся практические занятия по программе «Методы вычислительной и экспериментальной электродинамики» для студентов МФТИ кафедры «Электродинамики сложных систем и нанофотоники».

В настоящее время ведется модернизация приводов антенных тележек и программного обеспечения, для обеспечения измерений бистатических характеристик рассеяния радиопоглощающих материалов и небольших объектов.

## **ЛИТЕРАТУРА**

[1] Балабуха Н.П., Зубов, А.С., Солосин В.С., Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007

## ТРЕХРУПОРНЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ КОЛЛИМАТОРА

Н.П. Балабуха<sup>1</sup>, А.С. Зубов<sup>1</sup>, В.С. Солосин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Характеристики компактного полигона в значительной степени определяются параметрами облучателей коллиматора. Оптимизации параметров и разработке новых конструкций облучателей посвящено множество статей. Характеристику достаточно близкую к оптимальной имеет стержневой диэлектрический облучатель с диаграммой направленности специальной формы [1], однако полоса рабочих частот такого облучателя мала. Широкополосные облучатели напротив, имеют весьма посредственные характеристики излучения. Наиболее широко используемые в настоящее время облучатели обеспечивают приемлемую равномерность поля в рабочей зоне при значительном уровне засветки контура рефлектора коллиматора с перекрытием 1.5 по частоте.

В последнее время большое внимание обращено к антеннам на базе решеток из излучающих элементов. Такие системы позволяют создавать широкий спектр диаграмм излучения. Естественно применить такую систему для облучения рефлектора коллиматора. Анализ использования массива излучателей для целей оптимизации работы компактного полигона был сделан в работе [2]. Показано, что две важнейшие характеристики – достаточно равномерную засветку рабочей зоны и при этом спадание поля до нуля на контуре рефлектора можно получить, используя две кольцевые решетки излучателей.

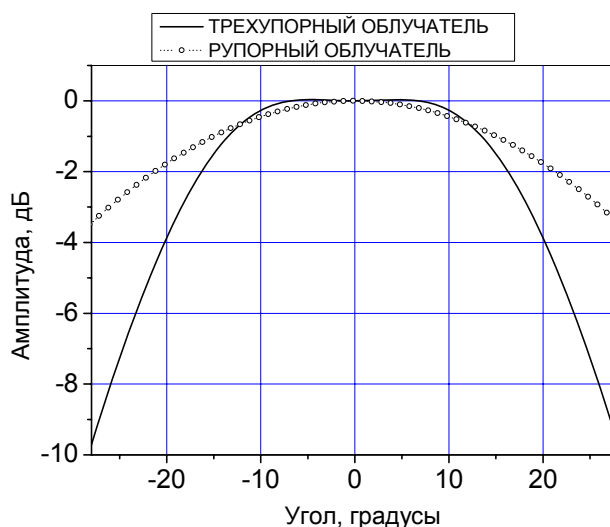
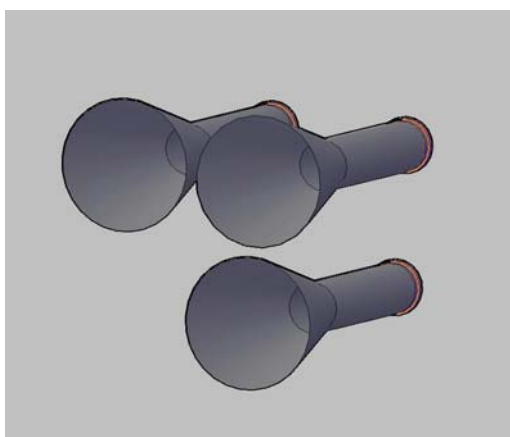


Рис. 1.

Наш анализ показал (Рис.1.), что подобных результатов можно добиться, используя три рупорных облучателя. График на рисунке 1

демонстрирует очевидное преимущество трехрупорного облучателя по сравнению с наиболее широко используемым рупорным облучателем. В пределах 14 градусов (область рабочей зоны) распределение поле почти постоянное, а при 28 градусах (край рефлектора коллиматора) спадает на 10 дБ. В результате проведенных исследований определены оптимальные размеры рупорных облучателей, их взаимное расположение. Предложена схема подключения рупорных облучателей к источнику сигнала с использованием только пассивных элементов. Показано, что диаграмма излучения многоапертурного облучателя остается близкой к оптимальной во всей полосе частот рупорного облучателя. Испытана модель облучателя. Показано хорошее соответствие измеренных и рассчитанных характеристик.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Григорьева М.И., Курочкин А.П. и др., Стержневой диэлектрический облучатель с диаграммой направленности специальной формы. Антенны. вып.2(48), 2001. С.71-77
- [2] J.P. McKay, Y. Rahmat-Samii, An Array Feed Approach to Compact Range Reflector Design. IEEE Trans. On Antennas and Propagation, vol. 41, No.4, April, 1993. P.448-457

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА

В.С. Солосин<sup>1</sup>, Ф.Б. Хлебников<sup>2</sup>, Н.Е. Шапкина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Целью математического моделирования электромагнитного поля коллиматора является получение в рабочей зоне поля, максимально близкого к полю плоской волны. В области низких частот на неоднородность поля в рабочей зоне главным образом влияет дифракция на границах зеркала.

Уменьшить влияние дифракционных эффектов можно несколькими различными способами, чаще всего кромке зеркала придают зубчатую форму или гладко загибают зеркало на краях. Моделирование поля в рабочей зоне позволит оптимизировать форму рефлектора.

Ранее были проведены расчеты для случая коллиматора с зубчатыми краями, основанные на методе зеркальных токов.

Численное решение задачи для коллиматора с загнутыми краями в двумерном приближении было получено с помощью метода интегральных уравнений. Было показано, что увеличение размеров закругления улучшает поле в рабочей зоне.

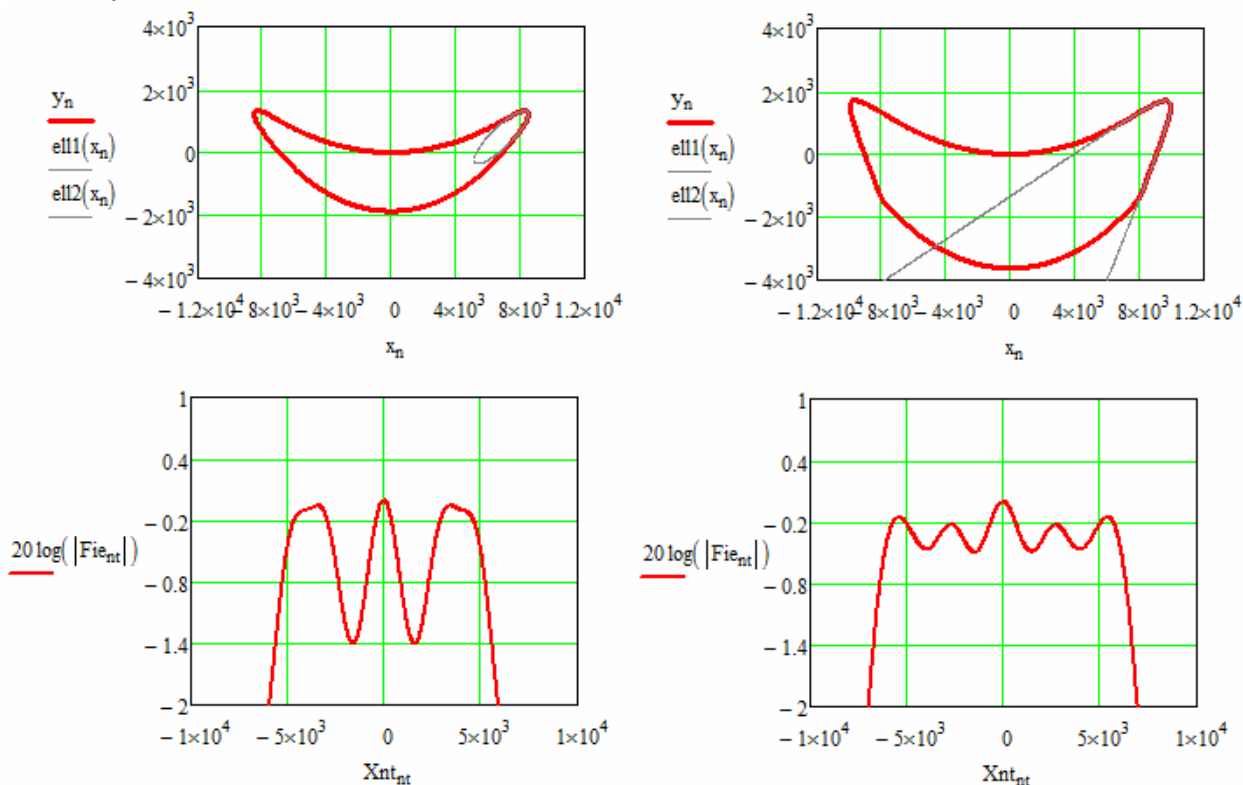


Рис. 1. Параболическое зеркало со скругленными краями и его поле в рабочей зоне



Работа выполнена в ИТПЭ РАН и на физическом факультете МГУ им. М.В.Ломоносова.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С., Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – М.: Наука, 2007
- [2] Свешников А.Г., Могилевский И.Е., Математические задачи теории дифракции. – М.: Физический факультет МГУ, 2010
- [3] С.А. Balanis, Advanced engineering electromagnetics. 1989, J.Wiley and Sons, Inc.
- [4] M. Andreassen, Scattering from parallel metallic cylinders with arbitrary cross sections. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 12, 1964. P.745-754

## ПОДАВЛЕНИЕ ВТОРИЧНОЙ ДИФРАКЦИИ РЁБЕРНОЙ ВОЛНЫ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОМ СТЕРЖНЕ

И.И. Краснолобов<sup>1</sup>, А.М. Лебедев<sup>1</sup>, В.Н. Семенов<sup>1</sup>, А.И. Федоренко<sup>1</sup>,  
Т.А. Фурманова<sup>1</sup>, С.В. Елизаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>ОАО "РАДИОФИЗИКА"

Диаграммы обратного рассеяния длинного металлического стержня, измеренные на компактном полигоне и рассчитанные в ИТПЭ РАН, совпали с графической точностью в широком динамическом диапазоне. Данный факт подтверждает как высокую точность измерений в БЭК, так и надёжность используемых численных процедур.

Наблюдалось фактическое разделение диаграммы обратного рассеяния металлического стержня на две: первую – связанную с "первичной" дифракцией падающей плоской волны на стержне, и вторую, связанную со вторичной дифракцией волн, распространяющихся по стержню от одного конца к другому. Первичная дифракция обуславливает появление "зеркального" конуса дифракционных лучей и, в частности, максимум обратного рассеяния в направлении по нормали к образующей боковой поверхности стержня. Бегающая по стержню так называемая рёберная волна представляет направляемую и центрируемую стержнем ТЕМ (в предположении отсутствия потерь в металлическом стержне) волну [1].

Вторичная дифракция также приводит к появлению двух конусов дифракционных лучей, почти симметричных относительно поперечной плоскости симметрии стержня, при угле отклонения лучей от оси стержня, слабо зависящем от направления облучения и плавно увеличивающемся вплоть до  $90^\circ$  при увеличении длины волны, когда длина волны становится сопоставимой и превосходит длину стержня. Максимальный уровень обратного рассеяния из-за вторичной дифракции, наблюдавшийся в расчётах, возрастал с ростом длины волны от  $0.2\text{ м}^2$  при  $\lambda = 3\text{ см}$  до  $\sim 1\text{ м}^2$  при  $\lambda = 1\text{ м}$ .

Экспериментально и численно исследовались две схемы нанесения РПП с магнитными свойствами на стержень для подавления вторичной дифракции: сплошное нанесение тонким слоем, и нанесение со скосом на концы стержня. Обе схемы показали эффективность, при более сильном подавлении вторичной дифракции в случае сплошного нанесения.

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Л.А. Вайнштейн. Электромагнитные волны// Москва:Радио и связь, 1988



## СОДЕРЖАНИЕ

1.	<b>СПЕКТР ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ СПОНТАННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ</b> Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.В. Дорофеенко, А.А. Лисянский ИТПЭ РАН, Department of Physics, Queens College of the City University of New York.....	3
2.	<b>ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРА РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ПЛАЗМОННОЙ НАНОЧАСТИЦЫ</b> Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.В. Дорофеенко, А.А. Лисянский ИТПЭ РАН, Department of Physics, Queens College of the City University of New York.....	4
3.	<b>МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИЙ СПАЗЕР</b> Д.Г. Баранов, А.П. Виноградов ИТПЭ РАН .....	6
4.	<b>ПРОВЕРХНОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НА ОСНОВЕ СПАЗЕРА</b> И.А. Нечепуренко, А.В. Дорофеенко, А. А.Пухов, Е.С. Адрианов, Ю.Е. Лозовик Институт Спектроскопии РАН, МФТИ (ГУ), ИТПЭ РАН.....	8
5.	<b>ЭЛЕКТРОННЫЕ И КОЛЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ</b> Ю.Е. Лозовик ИСАН, ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ).....	10
6.	<b>ПСЕВДО-ЭРМИТОВОСТЬ И РТ-СИММЕТРИЯ В ОПТИКЕ</b> А.А. Зябловский, А.В. Дорофеенко, А.П. Виноградов, А.А. Пухов ИТПЭ РАН .....	11
7.	<b>КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ МАГНИТНОЙ ЭНТРОПИЕЙ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-In-Si</b> И.Д. Родионов, В.Н. Прудников, А.Б. Грановский Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, ИТПЭ РАН.....	12
8.	<b>ГИГАНТСКИЙ АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В НАНОКОМПОЗИТАХ <math>(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x (\text{Al-O})_{100-x}</math></b> Ю.О. Михайловский, Д.Е. Меттус, В.Н. Прудников, Ю.Е. Калинин, А.С. Ситников, А.Б. Грановский Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Воронежский государственный технический университет, ИТПЭ РАН.....	13
9.	<b>АНАЛИЗ МИКРОСТРУКТУРЫ ДИСПЕРСНОПОЛНЕННЫХ КОМПОЗИТНЫХ СИСТЕМ</b> Б.В. Байков, И.А. Богинская, И.В. Быков, А.В.Дорофеенко, И.А. Рыжиков, М.В. Седова ИТПЭ РАН .....	14
10.	<b>ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА КОРРОЗИОННУЮ СТОЙКОСТЬ ТОНКИХ ПЛЁНОК ЖЕЛЕЗА: ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ</b> С.С. Маклаков, С.А. Маклаков, А.С. Набоко, И.А. Рыжиков ИТПЭ РАН .....	16
11.	<b>АНОМАЛЬНЫЙ МАГНЕТОХИМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ</b> К.Н. Афанасьев, И.В. Быков, А.Л. Дьячков, С.С. Маклаков, А.С. Набоко, И.А. Рыжиков, М.В. Седова ИТПЭ РАН .....	18

12.	<b>СИНТЕЗ ПРОСТРАНСТВЕННО УПОРЯДОЧЕННОГО АНСАМБЛЯ СО НАНОЦИЛИНДРОВ В МАТРИЦЕ ПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ GAAS – СТРУКТУР</b> В.В. Рыльков, В.А. Гудков, А.С. Веденеев, М.П. Темиряева, С.Н. Николаев, М.А. Панков, А.С. Семисалова, Н.С. Перов, М.П. Духновский ИТПЭ РАН, НИЦ "Курчатовский Институт", ФГУП «Научно-производственное предприятие «Исток», Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.....	20
13.	<b>ТУННЕЛЬНЫЙ СПЕКТР ЗАПИННИГОВАННОГО АБРИКОСОВСКОГО ВИХРЯ С ФЕРМИОНОМ МАЙОРАНЫ</b> Р.Ш. Акзянов, А.В. Рожков, А.Л. Рахманов ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ).....	22
14.	<b>ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ НА КРАЕ ГРАФЕНА ТИПА КРЕСЛО</b> П.А. Максимов, А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ).....	24
15.	<b>КУПЕРОВСКОЕ СПАРИВАНИЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ НАНОСИСТЕМАХ: РОЛЬ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИММЕТРИИ</b> В.В. Погосов, N.S. Lin, V.R. Misko ИТПЭ РАН, Университет Антверпена, Антверпен, Бельгия.....	26
16.	<b>ПЕРЕХОД В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ВТСП ЛЕНТЫ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ</b> А.Л. Рахманов, С.С. Иванов ИТПЭ РАН, ОИВТ РАН.....	28
17.	<b>ВОЛНА ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ И ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В ДОПИРОВАННЫХ ПНИКТИДАХ</b> А.О. Сбойчаков, К.И. Кугель, А.Л. Рахманов, А.В. Рожков, F. Nori ИТПЭ РАН, Advanced Science Institute, RIKEN, Wako-shi, Japan.....	29
18.	<b>ВЛИЯНИЕ МОЩНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР И ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАФЕНА</b> Я.И. Родионов, С.В. Сызранов, К.И. Кугель ИТПЭ РАН, Institute for Theoretical Condensed Matter Physics, Karlsruhe Institute of Technology, Germany.....	30
19.	<b>ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ – ПОЛУПРОВОДНИКИ С МАГНИТНЫМИ НАНОВКЛЮЧЕНИЯМИ</b> Б.А. Аронзон, А.С. Семисалова, Н.С. Перов, А.В. Кочура, К.Г. Лисунов НИЦ «Курчатовский институт», ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Юго-Западный Государственный Университет, Технологический Университет Лаппеенранты, Финляндия.....	31
20.	<b>ОПТИМИЗАЦИЯ ВКЛЮЧЕНИЙ ДЛЯ РПП НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ И ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ</b> С.Н. Старостенко, К.Н. Розанов ИТПЭ РАН	32
21.	<b>СРАВНЕНИЕ ДВУХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОАКСИАЛЬНОЙ ВОЗДУШНОЙ ЛИНИИ И ОТРАЖАЮЩЕЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ЯЧЕЙКИ</b> Д.А. Петров, К.Н. Розанов ИТПЭ РАН .....	34

22.	МНОГОПРОЦЕССОРНЫЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ИТПЭ РАН В.Н. Кисель ИТПЭ РАН.....	35
23.	ПРИЕМЫ ЭФФЕКТИВНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МНОГОПРОЦЕССОРНОГО ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ИТПЭ РАН В.Н. Кисель, А.М. Лебедев ИТПЭ РАН .....	36
24.	МЕТАМАТЕРИАЛ С ПОВЫШЕННОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТЬЮ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ БЛИЗКОЙ К ЕДИНИЦЕ К.М. Басков ИТПЭ РАН .....	38
25.	РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ В.И. Иванова, И.И. Краснолобов, В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова, В.А. Чистяев ИТПЭ РАН.....	40
26.	УЧЁТ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НЕРАВНОМЕРНЫМИ ТОКАМИ НА МАЛОМ ЭЛЕМЕНТЕ КОНСТРУКЦИИ А.М. Лебедев, А.И. Федоренко ИТПЭ РАН.....	42
27.	ФОРМИРОВАНИЕ ГЛУБОКОЙ И ПРОТЯЖЁННОЙ ТЕНИ А.М. Лебедев, А.И. Федоренко, Т.А. Фурманова ИТПЭ РАН .....	44
28.	ПОВЫШЕННОЕ РАССЕЯНИЕ КРАЕМ ТЕНИ, ОТБРАСЫВАЕМОЙ ОБЪЕКТОМ НА ЭКРАН А.М. Лебедев, А.И. Федоренко ИТПЭ РАН .....	46
29.	РАСФАЗИРОВАННЫЙ РУПОРНЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ КОЛЛИМАТОРА СО СКОСОМ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ Н.П. Балабуха, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин ИТПЭ РАН.....	48
30.	МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА В КОМПАКТНОМ ПОЛИГОНЕ. ТРЕХМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ А.В. Никитенко А.С. Зубов, Н.Е. Шапкина ИТПЭ РАН, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.....	50
31.	МАЛЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ СТЕНД Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, Н.Л. Меньших, В.П. Моисеев, В.С. Солосин, С.А. Федоров ИТПЭ РАН .....	52
32.	ТРЕХРУПОРНЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ КОЛЛИМАТОРА Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин ИТПЭ РАН.....	54
33.	МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА В.С. Солосин, Ф.Б. Хлебников, Н.Е. Шапкина ИТПЭ РАН, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.....	56
34.	ПОДАВЛЕНИЕ ВТОРИЧНОЙ ДИФРАКЦИИ РЕБЕРНОЙ ВОЛНЫ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОМ СТЕРЖНЕ И.И. Краснолобов, А.М. Лебедев, В.Н. Семенов, А.И. Федоренко, Т.А. Фурманова, С.В. Елизаров ИТПЭ РАН, ОАО "РАДИОФИЗИКА".....	58

**ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ИТПЭ РАН**

Сборник тезисов докладов

---

Подписано в печать 04.13		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд.л. 2,25	Усл.-печ.л 2,09
Тираж 100 экз.	Заказ № 106	

---

ОИВТ РАН 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2